



Recherche de grandes déformations nucléaires dans des noyaux exotiques en spin et en isospin à l'aide des multidétecteurs gamma EUROBALL IV et EXOGAM

Aurélien Prévost

► To cite this version:

Aurélien Prévost. Recherche de grandes déformations nucléaires dans des noyaux exotiques en spin et en isospin à l'aide des multidétecteurs gamma EUROBALL IV et EXOGAM. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2003. Français. NNT : . tel-00003114

HAL Id: tel-00003114

<https://theses.hal.science/tel-00003114>

Submitted on 10 Jul 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée

devant l'Université Claude Bernard Lyon-I

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT

(arrêté du 30.03.1992)

Aurélien PRÉVOST

Recherche de grandes déformations nucléaires dans des noyaux
exotiques en spin et en isospin à l'aide
des multidétecteurs γ EUROBALL IV et EXOGAM

Soutenue le 27 Mars 2003
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	A.	ASTIER	
	M.	Y.	DÉCLAIS	
	M.	M.	GIROD	
	M.	B.	HAAS	Rapporteur
	Mme.	M.	MEYER	
	M.	A.	NOURREDDINE	Rapporteur

Table des matières

Remerciements	7
Résumé	9
Abstract	11
I Introduction	15
I.1 Exotisme en spin : la superdéformation nucléaire	15
I.2 Exotisme en isospin : Les noyaux de terres-rares très déficients en neutrons	17
I.3 Motivations	18
I.4 Plan du manuscrit	19
II Les multidétecteurs γ et les techniques d'analyse	21
II.1 Les multidétecteurs γ	22
II.1.1 Efficacité de détection photopic totale	22
II.1.2 Pouvoir de résolution	23
II.1.3 Limite d'observation	24
II.1.3.1 En fonction du pouvoir de résolution	24
II.1.3.2 En fonction de l'efficacité photopic totale	24
II.1.3.3 Point de fonctionnement	24
II.1.4 Facteurs affectant la performance des multidétecteurs	25
II.1.4.1 Élargissement Doppler	25
II.1.4.2 Diffusion Compton des photons hors des cristaux	26
II.2 Description du multidétecteur EUROBALL	27
II.2.1 Les détecteurs germanium	27
II.2.2 La boule interne	30
II.2.3 Quelques remarques sur les détecteurs additionnels	31
II.2.4 L'électronique d'acquisition	32
II.3 Description d'EXOGAM	34
II.3.1 Les «clovers» segmentés	34

II.3.2	Géométrie d'EXOGAM	34
II.3.3	Les performances d'EXOGAM	36
II.3.4	Lecture des données	37
II.3.5	Comparatif EUROBALL-EXOGAM	39
II.4	Pré-analyse des données	40
II.4.1	Techniques nouvelles : Calibration automatique et sous-ensembles flous	40
II.4.1.1	Les principes de base de la logique floue	40
a)	Les sous-ensembles flous	41
b)	Opérations sur les sous-ensembles : égalité, inclusion, intersection et union	42
c)	Produit cartésien	43
II.4.1.2	Les relations floues	44
II.4.1.3	Calibration et sous-ensembles flous	45
a)	Le principe de la méthode	45
b)	Détail de l'implémentation	46
c)	Résultat : 239 détecteurs calibrés en moins d'une demi heure !	46
II.4.2	Techniques usuelles	49
II.4.2.1	Filtrage en temps	49
II.4.2.2	Reconstruction des énergies pour les détecteurs composites	50
II.4.2.3	Stockage des événements	51
II.5	Techniques d'analyse multidimensionnelle	52
II.5.1	Techniques usuelles	52
II.5.1.1	Méthodes de rangement dans un espace de dimension m : techniques classique et «anti-spikes»	52
II.5.1.2	Soustraction du fond	54
II.5.2	Nouvelle technique : extension des «gates» classiques grâce à l'uti- lisation de la logique floue	55
II.5.3	Recherche de nouvelles bandes superdéformées	59
II.6	Conclusions	60

III	^{197,198} Pb : Identification de nouvelles bandes superdéformées et mise en évidence d'un mode exotique de vibration octupolaire	61
III.1	Présentation de l'expérience et résultats	61
III.1.1	Dispositif expérimental	61
III.1.2	Résultats précédents	64
III.1.3	Résultats : Identification de six nouvelles bandes SD	68

III.1.3.1	Énergies des transitions et intensités des bandes	68
III.1.3.2	Moments d'inertie	72
a)	Définitions	72
b)	Résultats	73
III.1.3.3	Estimation du spin des têtes de bande	74
a)	Méthode de Wu [1]	74
b)	Paramétrisation de Harris [2]	77
III.2	Interprétation : Nouveau mode de couplage entre les degrés de liberté intrinsèque et collectif	78
III.2.1	Excitations individuelles	79
III.2.1.1	Prédictions théoriques des orbitales disponibles	79
III.2.1.2	Alignement incrémental	80
III.2.1.3	Configuration des différentes bandes dans l'hypothèse d'excitations individuelles	83
a)	Bandes 4a et 4b	83
b)	Bandes 2a, 2b, 3a et 3b	84
III.2.2	Excitations collectives	86
III.2.2.1	Mise en évidence expérimentale de modes de vibration octupolaire dans les noyaux superdéformés de la zone de masse $A \sim 190$	87
III.2.2.2	Prédictions théoriques : un paradis octupolaire	89
a)	Méthode de la coordonnée génératrice	90
b)	"Random Phase Approximation"	92
III.2.2.3	Interaction octupolaire résiduelle et mode octupolaire «as-sourdi»	93
III.3	Conclusion	94
IV	L'isotope ^{196}Bi : Expérience et prédictions théoriques	97
IV.1	Expérience ^{196}Bi	97
IV.1.1	Présentation de l'expérience	97
IV.1.1.1	Réaction	97
IV.1.1.2	Statistique de l'expérience	98
IV.1.1.3	Calibration et Efficacité	100
IV.1.2	Résultats	102
IV.1.2.1	État des connaissances	102
IV.1.2.2	Résultat de notre expérience : une nouvelle transition pour la bande SD de ^{196}Bi	104
IV.1.2.3	Moment d'inertie dynamique	107

IV.1.3	Discussion des résultats	108
IV.1.3.1	Estimation du spin de la tête de bande - Spin maximum transférable	108
IV.2	Interprétation	111
IV.2.1	Rappel sur les modèles de champ moyen microscopiques auto-cohérents	111
IV.2.1.1	Calculs statiques : Méthodes Hartree-Fock et Hartree-Fock+BCS	111
IV.2.1.2	Méthode Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) et calculs tournants	113
IV.2.1.3	Les forces effectives	116
IV.2.2	Résultats sur $^{196,198}\text{Po}$	119
IV.2.2.1	Calculs statiques HF+BCS constraints - $^{196,198}\text{Po}$	119
IV.2.2.2	Calculs dynamiques HFB - ^{198}Po	122
IV.2.2.3	Comparaison avec des calculs Wood-Saxon tournants . . .	125
IV.2.3	Bande yrast SD de ^{196}Bi - confrontation expérience-théorie	125
IV.2.3.1	Orbitales disponibles	125
IV.2.3.2	État des connaissances concernant les bandes SD dans les noyaux impair-impairs de la zone de masse $A\sim 190$	127
IV.2.3.3	Interprétation de la bande yrast SD de ^{196}Bi	127
IV.3	Conclusions	129

V EXOGAM et la spectroscopie des noyaux de terres-rares très légers : états fondamentaux très déformés dans la zone de masse $A\sim 130$ 131

V.1	Les enjeux : établir une spectroscopie des noyaux de la zone de masse $A\sim 130$ situés près de la ligne d'émission spontanée proton	132
V.2	Présentation de l'expérience ^{130}Sm	134
V.2.1	SPIRAL et le faisceau radioactif ^{76}Kr	134
V.2.2	Les différentes voies peuplées	135
V.2.3	Couplage EXOGAM+DIAMANT	137
V.3	Résultats préliminaires	139
V.3.1	Statistiques	139
V.3.2	DIAMANT	140
V.3.3	EXOGAM	141
V.3.3.1	Spectres γ	141
V.3.3.2	Multiplicité	143
V.3.3.3	Information en temps	144
V.4	Conclusions et perspectives	145

A	Propriétés magnétiques de la matière superdéformée	151
A.1	Transitions dipolaires électriques	151
A.2	Transitions dipolaires magnétiques	152
A.3	Applications	152

Remerciements

Ces quelques lignes sont dédiées à remercier tous ceux qui ont contribué l'aboutissement de ce travail de trois ans. Une thèse, c'est d'innombrables rencontres autant enrichissantes scientifiquement qu'humainement et je vais essayer de n'oublier personne.

Je tiens tout d'abord à remercier Alain et Michèle, mes deux directeurs de thèse successifs. Alain a accompagné mes premiers pas dans le domaine de l'analyse où sa rigueur, sa rapidité d'exécution et la qualité de ses résultats m'ont toujours impressionné. Je remercie Michèle pour avoir accepté de diriger ce travail de thèse après le départ d'Alain parti rejoindre sa femme sur la capitale. Je ne louerai jamais assez son énergie, ses compétences et ses immenses connaissances dans le domaine sans lesquels ce manuscrit n'aurait jamais été tel qu'il est.

Je remercie également tous les autres membres du groupe SNIL. Je commencerai par Olivier, qui a courageusement (si, si, si) partagé mon bureau durant ces trois ans, pour sa grande disponibilité, pour avoir accepté de répondre à mes nombreuses questions de novice, pour ses nombreux cafés, pour ses whiskies et pour deux trois souvenirs mémorables dans les rues de Strasbourg, Caen ou Lyon. Je remercie également Nadine pour toute l'aide qu'elle m'a apportée durant ces trois années de thèse et pour ses nombreuses relectures minutieuses de mon manuscrit ; j'oublie pas non plus Nadège l'ancienne doctorante du groupe pour sa gentillesse et m'avoir passé le flambeau. Je souhaite également bonne chance à Bertrand stagiaire du groupe pour sa thèse en spectroscopie γ ou ailleurs.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Messieurs Bernard HAAS (Directeur de Recherche au CNRS au CENBG) et Abdelmjid NOURREDDINE (Professeur à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg) pour m'avoir fait l'honneur d'être les rapporteurs de cette thèse. Je tiens à remercier Monsieur Bernard HAAS pour avoir accepté de présider mon jury de thèse et Monsieur Michel GIROD (ingénieur au CEA/DAM de Bruyères-le-Châtel) pour avoir accepté de faire parti de mon jury de thèse. Je remercierai, enfin, Monsieur Yves DÉCLAIS, membre de mon jury et directeur de l'IPNL, pour m'avoir accueilli dans

son laboratoire.

Je souhaiterai également exprimer mes plus vifs remerciements à Jacques MEYER et Thomas DUGUET sans l'aide de qui je n'aurais jamais pu présenter les résultats théoriques de cette thèse. On ne serait également pas grand chose sans l'aide technique des informaticiens de l'IPNL : je remercierai en particulier Thierry OLLIVIER (pour lyosu7), Noël GIRAUD (pour la ferme de PC) et Olivier RAFIDISON (pour les PC Linux). En ce qui concerne l'administration et la documentation, mes pensées vont vers Lucille CHOSSON (qui m'a suivi depuis le DEA) et vers Sylvie FLORES pour leur bonne humeur et toute l'aide qu'elles ont pu m'apporter pendant ces trois ans. Évidemment, ces remerciements s'adressent également à tous les autres membres des différents services administratifs (mission, secrétariat) et techniques qui ont fait en sorte que cette thèse se déroule dans les meilleures conditions.

Au-delà des connaissances acquises et de l'aide technique, je souhaiterai remercier tout autant ceux qui ont cru en moi : ma famille, mes amis etc...C'est dans leur regard que l'on puise, malgré les coups de spleen et les problèmes, la force d'avancer et de se dépasser. Je remercierai en particulier mes parents et ma soeur qui m'ont toujours soutenu malgré certaines circonstances difficiles que l'on a traversé de ces quatre dernières années.

Grand merci également aux partenaires de pause-café et de blast, Laurent (Lolo, aussi connu sous le nom de Termitator) et Benjamin (Pt'Proton Tube, aussi connu sous le nom de Simulateur Hindouiste). Petites pensées pour tous mes amis doctorants (ou ex-doctorants) qui m'ont accompagné pendant cette thèse : Yann, Christophe, Matti, Harold (le mailer fou), les deux Guillaume, Audrey, Alexia, Emmanuelle, Ion, Jérôme, Bruno, Annabelle, etc...à qui je souhaite bonne chance pour la fin de leur thèse, l'après-thèse et tout le reste.

Résumé

Ce travail de thèse est dédié à l'étude des noyaux lourds soumis à des conditions extrêmes de spin et d'isospin. Les expériences présentées ont été menées à l'IReS de Strasbourg et au GANIL de Caen avec les multidétecteurs γ EUROBALL IV et EXOGAM auprès, respectivement, des accélérateurs VIVITRON et SPIRAL. Les noyaux étudiés ont été peuplés via des réactions de fusion-évaporation. Pour exploiter les données, nous avons développé de nouvelles méthodes d'analyse reposant sur la logique floue.

Deux expériences ont été réalisées auprès d'EUROBALL IV et portaient sur les noyaux superdéformés de masse $A \sim 190-200$ à savoir les isotopes superdéformés de plomb $^{197,198}\text{Pb}$ et l'isotope superdéformé de bismuth ^{196}Bi . Dans le premier cas, nous avons découvert six nouvelles bandes superdéformées ce qui nous a permis de mettre en évidence un couplage entre vibrations octupolaires et excitations intrinsèques. Dans le second, nous avons observé la transition superdéformée γ de plus basse énergie si on exclut les isomères de fission. Ces résultats ont été interprétés à partir de calculs théoriques microscopiques auto-cohérents statiques et dynamiques effectués en collaboration avec des physiciens des groupes de Physique Théorique de l'IPN Lyon et du SPTh/Saclay.

La dernière partie de ce travail a concerné la recherche de grandes déformations dans les noyaux de terres-rares de la zone de masse $A \sim 120-130$ très déficients en neutrons situés près de la ligne d'émission spontanée de proton. Cette étude a été mise en œuvre avec le multidétecteur γ EXOGAM en couplage avec le détecteur de particules chargées légères DIAMANT et le faisceau radioactif de ^{76}Kr délivré par SPIRAL.

Abstract

This work is devoted to the study of heavy nuclei under extreme conditions of spin and isospin. Several experiments were done with the γ multidetectors EUROBALL IV and EXOGAM located, respectively, at the IReS Strasbourg VIVITRON accelerator and at the GANIL-Caen facility. The nuclei of interest have been populated using fusion-evaporation reactions. New analysis methods and programs based on fuzzy logic theory have been developed.

Two experiments have been carried out with EUROBALL IV to study the superdeformed nuclei in the $A \sim 190$ -200 mass region and, in particular, the superdeformed structure of the $^{197,198}\text{Pb}$ and ^{196}Bi nuclei. In the first case, the six discovered new bands suggest a coupling between octupole vibrations and intrinsic excitations. In the second case, we have observed the lowest energy superdeformed γ transition with the exception of the fission isomers. These results have been discussed in terms of microscopic self-consistent mean-field calculations realized in collaboration with Theoretical Physicists of the IPN Lyon and SPTh/Saclay laboratories.

The last part of this work deals with the search of large deformations in the rare-earth nuclei of the $A \sim 120$ -130 mass region located near the proton drip-line. This experiment has been carried out with the EXOGAM γ multidetector coupled to the light charged particle detector DIAMANT and using a ^{76}Kr radioactive beam from SPIRAL.

Oui, mon ami, ce qui a le plus de force et de pouvoir dans la nature, c'est assurément la passion : elle vient de m'imposer une privation, et elle me l'a fait supporter avec mille fois plus de courage que ne pouvoient jamais inspirer la raison et la vertu ; mais cette passion est un tyran absolu : elle ne fait aussi que des esclaves qui tour à tour haïssent et chérissent leur chaîne, et qui n'ont jamais la force de la briser.

Lettres de Mlle Julie de Lespinasse

Chapitre I

Introduction

Le noyau atomique, placé dans des conditions extrêmes de spin ou d'isospin, révèle sans cesse, grâce à l'utilisation d'instruments de détection et/ou de production de plus en plus performants, de nouveaux phénomènes. Les physiciens testent ainsi les pouvoirs prédictifs de leurs modèles et mettent à l'épreuve leur compréhension de cette édifice complexe où interfèrent des effets individuels et collectifs.

La spectroscopie γ en ligne par réaction est devenue l'une des meilleures méthodes pour étudier la structure de noyaux placés dans des conditions extrêmes de spin. Il s'agit d'observer les rayonnements γ émis lors de la désexcitation de noyaux produits par des réactions de fusion-évaporation à haut moment angulaire. La structure du schéma des niveaux excités, les probabilités de passage d'un état à un autre par telle ou telle transition sont autant d'indices qui nous permettront lors de l'analyse d'avoir une confrontation directe avec les modèles théoriques et, dans les cas qui nous intéresseront par la suite, de traquer les grandes déformations nucléaires. Initiée dans les années 60 par les travaux de H. Morinaga et P.C. Gugelot [3], cette méthode a pris un essor considérable à la fin des années 80 avec l'arrivée des premiers multidétecteurs γ 4π .

I.1 Exotisme en spin : la superdéformation nucléaire

L'un des grands succès de la spectroscopie γ a été l'étude du phénomène de superdéformation nucléaire où le noyau apparaît comme un ellipsoïde axial de rapport d'axes $\sim 2:1$ (correspondant à un paramètre de déformation $\beta_2 \sim 0,6$) stabilisé par des effets quantiques dans un second puits de potentiel à grande déformation. L'existence d'une telle déformation axiale peut s'observer expérimentalement sous la forme de bandes rotationnelles constituées de transitions quadropolaires électriques d'énergie E_γ . L'espacement

entre deux transitions consécutives ΔE_γ est quasiment constant ; les états quantiques sur lesquels les bandes sont construites sont très purs puisque leur dégénérescence est complètement levée par la déformation et la rotation.

Une étude systématique et intensive a permis de mettre en évidence 335 bandes rotationnelles yrasts¹ ou excitées associées à de tels noyaux superdéformés (SD) dans dix zones de masse distinctes : les régions de masse $A \sim 240$, $A \sim 190$, $A \sim 150$, $A \sim 130$, $A \sim 80$, $A \sim 60$ et récemment dans les zones de masse $A \sim 160$, $A \sim 40$, $A \sim 110$ et $A \sim 20$. Ces noyaux SD, présentés sur la figure I.1 en fonction de leur déformation axiale (exprimée en fonction du rapport d'axes ou du paramètre de déformation β_2), constituent un laboratoire idéal pour tester les modèles nucléaires et sont également le siège de phénomènes inédits et encore mal compris comme les bandes identiques, la structure $\Delta I = 4$ ou la présence de corrélations octupolaires dans certains noyaux SD [4]. Récemment, un nouveau mode de rotation exotique appelé «wobbling», associé à des noyaux SD triaxiaux, a été mis en évidence dans les noyaux de hafnium et de lutécium [5]. Pour produire ces noyaux SD, il

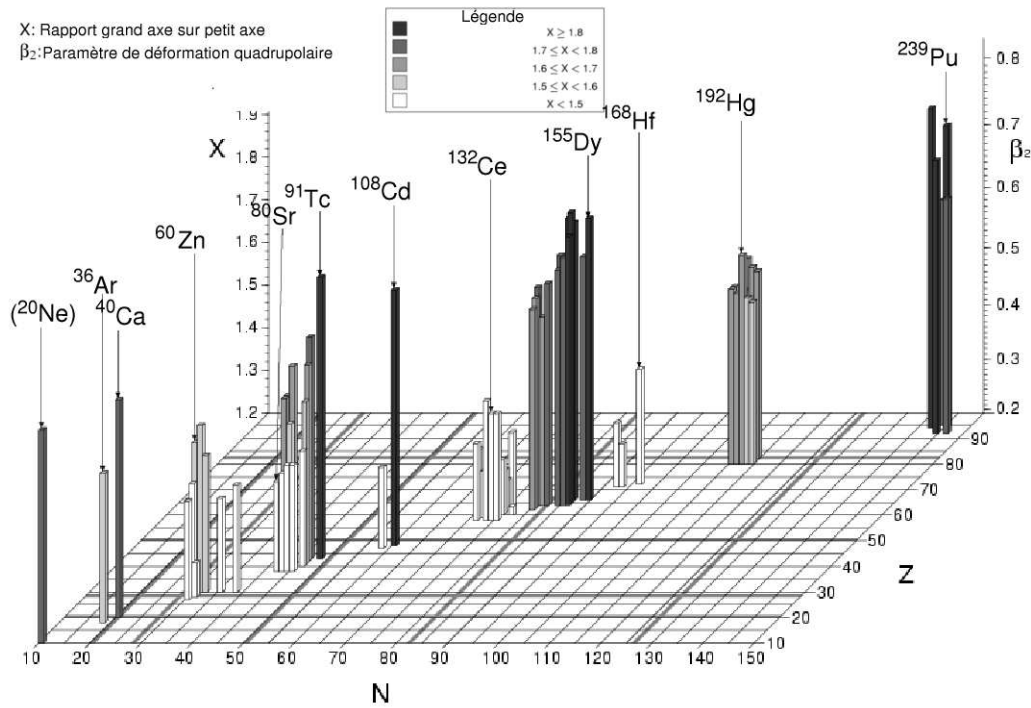


FIG. I.1 – Carte présentant les zones de superdéformation en fonction de leur déformation axiale exprimée en fonction des rapports d'axes ou du paramètre de déformation β_2 [6].

faut pénétrer dans le «triangle magique»² avec un haut moment angulaire. Les états SD

¹La ligne yrast relie les états de plus basse énergie pour un spin donné.

²Le mécanisme de population des états SD est très complexe ; néanmoins, on peut considérer grossièrement que ces états doivent être peuplés dans le plan (E,I) dans une zone appelée «triangle magique»

sont ainsi observables à très hauts spins (jusqu'à $70 \hbar$) ; néanmoins pour les noyaux de la zone de masse $A \sim 190$, ces états peuvent aussi subsister jusqu'à de très bas spins (le spin le plus bas observé dans un noyau SD est de $4 \hbar$; il s'agit de l'isotope ^{194}Pb [7]) avant de se désexciter dans le puits normalement déformé. Dans cette zone de masse située autour des nombres magiques $Z=80$ et $N=112$, le phénomène de superdéformation a même été prédit à spin nul [8]. De plus, la figure I.2 représente les moments d'inertie dynamiques en fonction de la fréquence de rotation renormalisés par un facteur $A^{5/3}$ des bandes SD des noyaux des zones de masse $A \sim 240, 190, 160, 150, 130, 80$ et 60 . Ces valeurs se distribuent autour de celle du moment d'inertie d'un rotor rigide de rapport d'axes $2:1$ ($\beta \sim 0,5$) et, pour une déformation identique, les noyaux de la zone de masse $A \sim 190$ avec des moments d'inertie plus grands que dans d'autres zones de masse auront des transitions SD de très basses énergies (~ 300 keV).

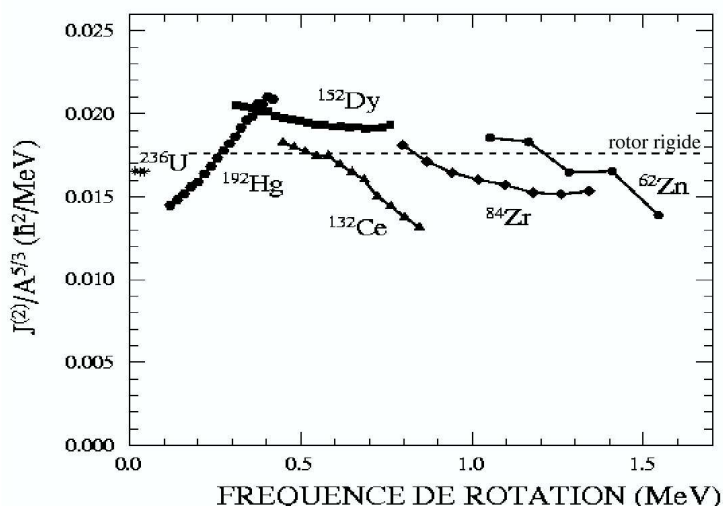


FIG. I.2 – Valeurs des moments d'inertie dynamiques renormalisés par un facteur $A^{5/3}$ pour certains noyaux SD caractéristiques de différentes zones de masse.

I.2 Exotisme en isospin : Les noyaux de terres-rares très déficients en neutrons

La superdéformation dans la zone de masse $A \sim 190$ n'est pas le seul cas où l'on puisse traquer de grandes déformations nucléaires à bas spins. Les noyaux de la région des terres-rares situés près de la ligne d'émission spontanée de proton sont prédits pour délimitée par les lignes yrast SD et ND et par le moment angulaire maximum supporté par le noyau avant de fissionner.

posséder, dans leur état fondamental, une importante déformation axiale. La figure I.3 représente les prédictions de calculs Hartree-Fock-Bogoliubov (effectués avec l'interaction effective D1S [9]) concernant, d'une part, la position de la ligne d'émission spontanée proton et, d'autre part, la valeur du paramètre de déformation quadrupolaire axial des noyaux situés sur cette ligne. À titre d'exemple, le noyau $^{126}_{60}\text{Nd}_{66}$ est supposé être émetteur proton et possède une déformation axiale $\beta_2 \sim 0,4$. En employant des faisceaux stables il

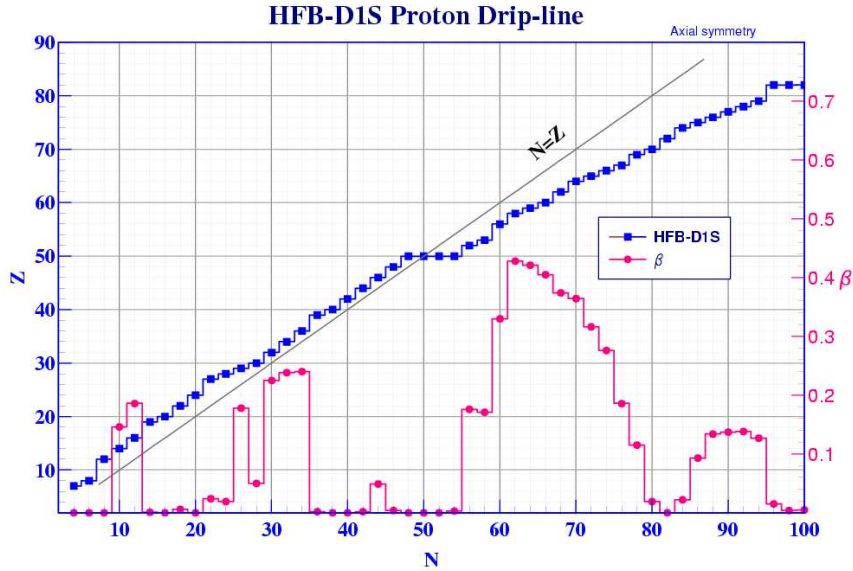


FIG. I.3 – Position (les carrés) et déformation axiale (les ronds) des noyaux situés sur la ligne d'émission spontanée de proton prédites par un calcul HFB avec l'interaction effective D1S [9]. La zone de plus grande déformation $\beta \sim 0,4$ correspond aux noyaux de terres-rares déficitaires en neutrons ($60 \leq N \leq 70$ et $56 \leq Z \leq 64$)

est impossible de produire des noyaux aussi éloignés de la ligne de stabilité. Les nouveaux faisceaux radioactifs, étendant de façon significative l'éventail des noyaux pouvant être produits par réaction de fusion-évaporation, permettent désormais de traquer ces grandes déformations.

I.3 Motivations

Quand nous avons commencé ce travail de thèse, en ce qui concerne la zone de masse $A \sim 190$, trois problèmes ouverts, parmi d'autres, subsistaient :

- l'existence de corrélations octupolaires dans des noyaux superdéformés : des modes de vibrations plaqués sur des formes SD avaient déjà été mises en évidence dans les noyaux ^{190}Hg [10, 11], ^{194}Hg [12, 13] et ^{196}Pb [14, 15] ;

- pour le haut de l’îlot, on note un désaccord entre expérience et théorie avec, notamment, le moment d’inertie dynamique du noyau ^{198}Pb qui est mal reproduit ;
- au delà de $Z=82$, nous avons très peu de données et l’on recense seulement quatre bandes yrasts SD connues dans les noyaux $^{195,196,197}\text{Bi}$ et ^{198}Po [6].

C’est dans le but de dégager de nouvelles informations concernant ces trois points que nous avons réalisé deux expériences portant, respectivement, sur les isotopes $^{197,198}\text{Pb}$ et ^{196}Bi superdéformés.

Durant ce travail de thèse, les premiers faisceaux radioactifs SPIRAL ont été délivrés permettant de connaître, grâce au multidétecteur γ EXOGAM, la structure de noyaux très exotiques qui n’étaient pas accessibles avec les couples habituels cibles-faisceaux stables. Jusqu’à ce jour, il n’avait pas encore été prouvé que l’on puisse, grâce à ce dispositif, étudier la structure de noyaux exotiques en isospin produits par réactions de fusion-évaporation. Nous avons donc réalisé l’une des six premières expériences SPIRAL visant à peupler des noyaux de la région des terres-rares centrée autour des noyaux ^{130}Sm et ^{126}Nd , situés près de la ligne d’émission spontanée de protons ($\mathcal{B}_p = 0$).

I.4 Plan du manuscrit

Les caractéristiques générales des multidétecteurs γ feront l’objet du chapitre suivant de ce mémoire. Ces bases nous serviront à dégager en quoi les multidétecteurs EURO-BALL IV à Strasbourg et EXOGAM au GANIL sont particulièrement adaptés à l’étude des noyaux dans des conditions extrêmes respectivement de spin et d’isospin. Concernant les méthodes d’analyse, les techniques usuelles seront brièvement présentées mais l’accent sera surtout mis sur notre nouvelle méthode de calibration automatique basée sur les sous-ensembles flous et les programmes afférents.

Les chapitres 3 et 4 seront consacrés aux expériences effectuées auprès du VIVITRON avec le multidétecteur γ EUROBALL IV. Nous analyserons et interpréterons les six nouvelles bandes découvertes lors de l’expérience « $^{197,198}\text{Pb}$ ». Les résultats de notre expérience « ^{196}Bi » seront présentés et interprétés à partir de calculs microscopiques auto-cohérents statiques et dynamiques effectués par notre équipe en collaboration avec des physiciens du groupe de Physique Théorique de l’IPN Lyon et du SPTh/Saclay.

La dernière expérience présentée ici a été effectuée auprès d’EXOGAM en couplage avec le détecteur de particules chargées légères DIAMANT avec le faisceau radioactif de ^{76}Kr délivré par SPIRAL. Elle visait à établir une spectroscopie des noyaux de terres-rares très

déficients en neutron ^{126}Nd , $^{130,131}\text{Sm}$ et ^{130}Pm . C'était la première fois qu'une expérience de ce type était menée au GANIL pour faire de la spectroscopie sur un noyau produit par réactions de fusion-évaporation avec un faisceau radioactif. Nous présenterons des résultats préliminaires.

Chapitre II

Les multidétecteurs γ et les techniques d'analyse

Avec des moyens de détection et des techniques d'analyse de plus en plus perfectionnées, la spectroscopie γ est devenue l'une des meilleures façons d'étudier la structure et les propriétés de noyaux placés dans des conditions extrêmes que ce soit de spin ou d'isospin (profitant de l'essor actuel des faisceaux radioactifs).

Dans la première partie, nous présenterons les principales caractéristiques des multidétecteurs γ . Puis, nous dégagerons en quoi ce sont de véritables outils de choix pour étudier ces deux aspects différents et complémentaires que sont les exotismes en spin et en isospin en décrivant en détail les multidétecteurs EUROBALL IV [16] et EXOGAM [17].

Nous présenterons dans une troisième partie, les techniques d'analyse et de pré-analyse utilisées : nous aborderons notamment le nouveau traitement que nous avons développé à partir de la logique floue concernant la calibration automatique des détecteurs et le conditionnement des spectres. Les techniques usuelles (filtrage en temps et «add-back») seront rapidement abordées en guise de rappels.

La spectroscopie γ repose sur la détection des rayonnements γ émis lors de la désexcitation de noyaux créés, dans notre cas, avec un grand moment angulaire et une grande énergie d'excitation par réaction de fusion-évaporation et la détermination des propriétés de ces transitions γ (comme la nature, la multipolarité ou l'énergie). Cette dernière nous permet d'appréhender la structure du noyau atomique.

Limitée à l'époque par la faible résolution en énergie des scintillateurs inorganiques de NaI (~ 100 keV pour un photon de 1,33 MeV) utilisés pour observer les transitions γ , l'histoire de la spectroscopie γ a fait un bond qualitatif avec l'arrivée des détecteurs semiconducteurs au germanium (jonctions p^+n polarisées en inverse ayant une résolution de $\sim 2,5$ keV pour un photon de 1,33 MeV).

II.1 Les multidétecteurs γ

Jusqu'à nos jours, les multidétecteurs n'ont cessé de s'améliorer en qualité en optimisant les deux grandeurs critiques que sont l'efficacité de détection photopie totale E_T et le pouvoir de résolution R (pour des multidétecteurs orientés hauts spins ; approche EUROBALL IV). Ce sont ces deux points que nous allons détailler dans la section qui suit ; nous traiterons plus loin le cas des multidétecteurs orientés vers la physique des noyaux très exotiques de bas et moyen spins (approche EXOGAM).

II.1.1 Efficacité de détection photopie totale

L'efficacité de détection photopie totale est donnée, pour un multidétecteur de N compteurs identiques, par :

$$E_T = \epsilon_p \Omega N P_\gamma$$

avec :

- Ω : l'angle solide d'un compteur ;
- ϵ_p : l'efficacité photopie intrinsèque égale au rapport entre le nombre de rayonnements γ émis par une source calibrée et le nombre de photons dans le pic d'énergie totale ;
- P_γ : la probabilité d'anti-empilement i.e. la probabilité que deux rayonnements γ ne touchent pas simultanément le même détecteur.

La probabilité de détecter, toujours avec N compteurs identiques, un événement de coïncidence d'ordre f pour une cascade de multiplicité M (nombre de γ émis) est reliée à E_T . Cette probabilité notée $P_f^N(M)$ s'écrit :

$$P_f^N(M) = C_M^f (\Omega \epsilon_p)^f [N(N-1)\dots(N-f+1)] P_\gamma^f [1 - (N-f)\Omega \epsilon_p]^{M-f}$$

C_M^f est le nombre de combinaisons de f transitions parmi M .

La figure II.1 représente, pour un événement de multiplicité $M = 30$, la probabilité $P_N^f(30)$ pour plusieurs valeurs de f . Nous rappelons que l'on cherche ici à enregistrer des événements de «fold» élevé, le fold étant le nombre de détecteurs touchés pendant le temps de coïncidence. Comme le montre la figure II.1, plus on voudra favoriser les événements de haut fold, plus l'efficacité de détection photopie totale devra être grande. Ayant Ω_{total} , ϵ_p et P_γ fixés, nous aurons donc tout intérêt à augmenter le plus possible la granularité N du multidétecteur. La distance à la cible sera déterminée par un compromis entre la volonté d'avoir une bonne efficacité individuelle et celle de limiter les effets d'empilement.

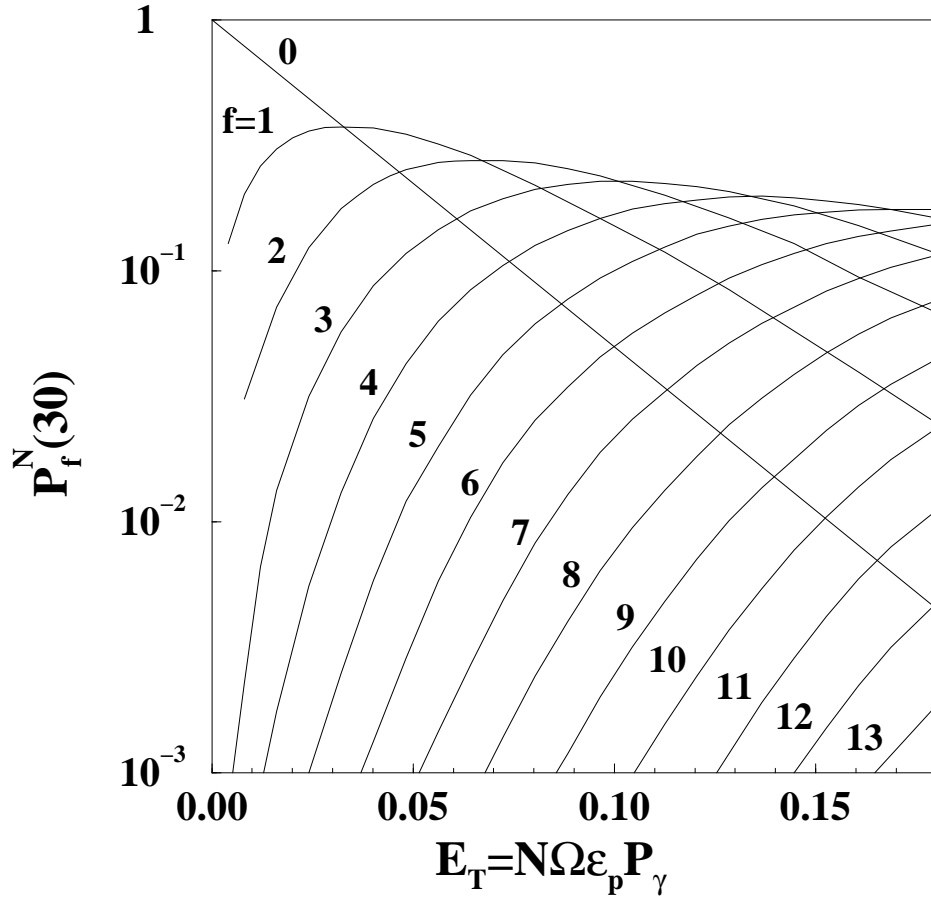


FIG. II.1 – Probabilité P_N^f de détecter exactement f transitions γ (événements photopics) parmi une cascade de multiplicité 30 à l'aide de N compteurs identiques en fonction de l'efficacité de détection photopic totale E_T [18].

II.1.2 Pouvoir de résolution

Le pouvoir de résolution quantifie l'aptitude d'un multidétecteur à isoler une séquence de raies γ du spectre. Il est estimé à partir de la formule :

$$R = \frac{SE_\gamma}{\Delta E_\gamma} \cdot PT$$

Il est lié au rapport pic/total PT défini comme le rapport entre le nombre d'événements dans le pic de pleine énergie et le nombre de rayonnements γ détectés. SE_γ est l'espacement moyen en énergie entre deux transitions γ de la structure d'intérêt et ΔE_γ est la résolution pour un pic d'énergie E_γ mesurée sous faisceau. Le passage d'une coïncidence d'ordre f à $f+k$ apporte un gain en sélectivité qui est de R^k d'où le besoin de minimiser la résolution en énergie ΔE_γ et de maximiser le rapport PT en limitant certains effets les dégradant comme l'élargissement Doppler et la diffusion Compton hors des cristaux (cf. partie II.1.4).

II.1.3 Limite d'observation

Pour un appareillage et des conditions d'expérience donnés, il va être utile de connaître la limite d'observation α_0 (ou la plus petite fraction de la voie de réaction pouvant être résolue) qui sera accessible. Cette quantité est directement reliée à E_T et à R [19].

II.1.3.1 En fonction du pouvoir de résolution

Pour un fold f , la limite d'observation est définie à partir du pouvoir de résolution R et du rapport PT d'un spectre ayant $f - 1$ critères de sélection (on la notera $(N_p/N_t)_f$) via la formule :

$$\left(\frac{N_p}{N_t}\right)_f = \alpha_0 R_0 (0.76R)^f$$

Le facteur 0,76 est relié à la forme gaussienne du pic γ et R_0 est un facteur de réduction de fond si l'on utilise des détecteurs additionnels (on les appelle aussi «ancillaires» ; on aura l'occasion d'y revenir par la suite). Cette limite d'observation $R(f)$ associée au pouvoir de résolution a été obtenue, pour un ordre de coïncidence f , en se fixant une limite sur la valeur du plus petit rapport PT observable ; pour un événement de multiplicité donnée, elle décroît avec le fold.

II.1.3.2 En fonction de l'efficacité photopic totale

L'efficacité de détection photopic totale va également agir sur la limite d'observation par l'intermédiaire de cette formule :

$$N_p^{(f)} = (0,76R)^f \alpha_0 N_0^f / M(M-1)\dots(M-f+1)$$

exprimant pour un événement de multiplicité M et de fold f , le nombre de coups dans un pic $N_p^{(f)}$ en fonction du nombre total d'événements de fold f N_0^f . Ici, pour obtenir $E_T(f)$ (limite d'observation associée à l'efficacité photopic totale pour un fold f), une limite sur le nombre de coups $N_p^{(f)}$ a été fixée ; pour être identifié comme un pic, le nombre de coups doit être assez conséquent. $E_T(f)$ croît avec l'ordre de coïncidence.

II.1.3.3 Point de fonctionnement

E_T et R agissent donc de manière antagoniste sur la limite d'observation et c'est la convolution de ces deux facteurs qui fixera la limite d'observation pouvant être finalement atteinte :

$$L = E_T^f \otimes R^f$$

Pour un événement de multiplicité $M = 30$, les évolutions en fonction du fold de la limite d'observation pour différentes valeurs du pouvoir de résolution et de l'efficacité photopie totale sont montrées sur la figure II.2. La plus petite valeur de la limite d'observation

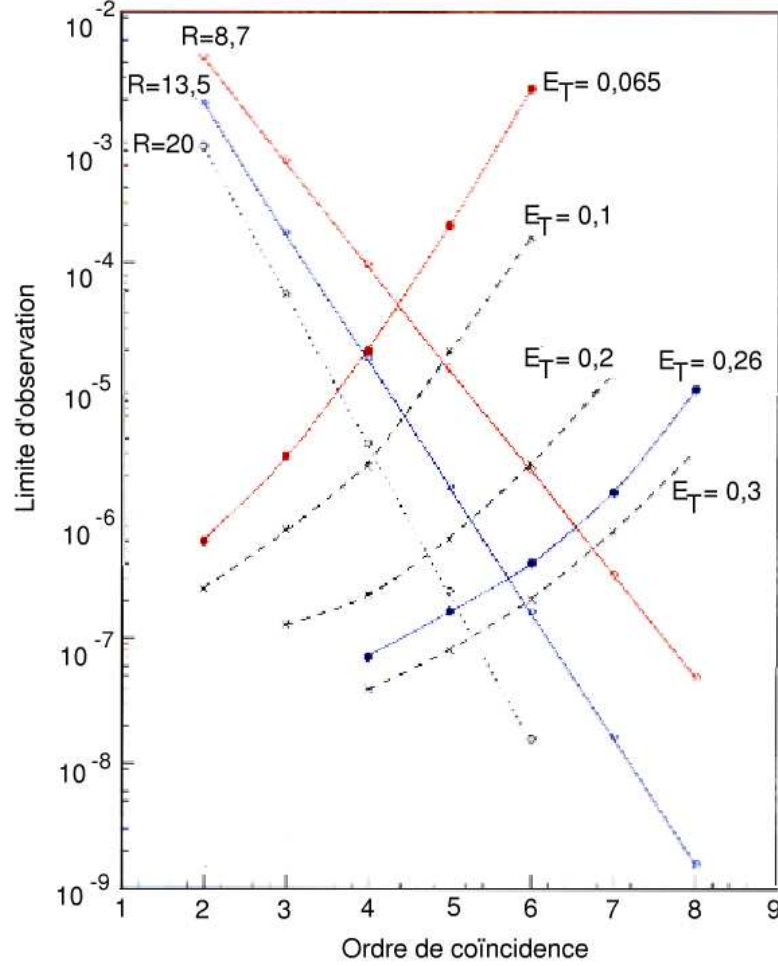


FIG. II.2 – Limite d'observation calculée pour différentes valeurs du pouvoir de résolution R et de l'efficacité photopie totale E_T . Ce calcul a été fait pour des événements de multiplicité 30 et des transitions γ d'énergie 1,33 MeV [20].

atteignable (définie par l'intersection d'un R^f et d'un E_T^f sur la figure II.2) définira le point de fonctionnement du multidétecteur pour un type d'expérience donné.

II.1.4 Facteurs affectant la performance des multidétecteurs

II.1.4.1 Élargissement Doppler

La résolution sous faisceau se trouve dégradée du fait que certains photons pourront être émis alors que le noyau résiduel est encore en mouvement. L'énergie détectée dépend

de l'angle d'émission θ et de la vitesse de recul du noyau émetteur $\beta = v/c$:

$$E_\gamma = E_{\gamma 0}(1 + \beta \cos \theta)$$

Ainsi, avec :

$$\delta E = E_{\gamma 0} \cos \theta \delta \beta + E_{\gamma 0} \beta \sin \theta \delta \theta \quad (\text{II.1})$$

on voit que les différents facteurs qui dégraderont la résolution sont les élargissements Doppler provenant de l'angle solide d'ouverture des détecteurs, de la distribution en vitesse des noyaux de recul à travers la cible et de la dispersion angulaire des noyaux de recul dans la cible. Parmi les types d'élargissement obtenus à partir de l'équation II.1, afin d'augmenter la résolution, on peut soit réduire l'ouverture angulaire soit réduire la dispersion en β en utilisant des cibles minces.

II.1.4.2 Diffusion Compton des photons hors des cristaux

L'information intéressante est le pic de pleine énergie. Si le photon incident subit une diffusion Compton vers l'extérieur du cristal et qu'il sort sans avoir déposé la totalité de son énergie dans le cristal, cet événement contribuera au fond et dégradera le rapport Pic/Total. Pour améliorer ce rapport PT, on entoure les détecteurs germanium d'une ceinture de scintillateurs BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) assurant un veto anti-Compton (i.e. permettant de rejeter les photons s'étant échappés). Le cristal de BGO présente l'intérêt d'avoir un grand pouvoir d'arrêt permettant de limiter l'épaisseur des enceintes latérales et, par conséquent, d'avoir une très bonne efficacité (proportionnelle à Z). Il a d'ailleurs été montré que la découverte de phénomènes de très faible intensité comme les bandes SD n'auraient certainement pas pu être possible sans l'utilisation de ces dispositifs anti-Compton [18]. À l'arrière des détecteurs germanium, où l'on n'a pas ce genre de contrainte concernant l'épaisseur des enceintes anti-Compton, EXOGAM utilise pour ses enceintes arrières («backcatchers») des scintillateurs CsI(Tl) ayant, certes, un pouvoir d'arrêt moindre, mais étant moins chers.

II.2 Description du multidétecteur EUROBALL

C'est en optimisant l'efficacité totale et le pouvoir de résolution et en cherchant à réduire les effets des facteurs dégradant la qualité des spectres que les générations de multidétecteurs se sont succédées des années 60 à nos jours. EUROBALL IV qui fonctionne à Strasbourg depuis 1999 auprès du Vivitron (ainsi que son confrère américain GAMMASPHERE) représente la dernière phase de cette évolution.

EUROBALL IV (cf. figure II.3) est un multidétecteur de conception et de financement européens, constitué de 3 types de détecteurs germanium (Ge) de haute pureté HPGe (10^{10} atomes/cm³) et d'une boule interne composée de scintillateurs BGO.

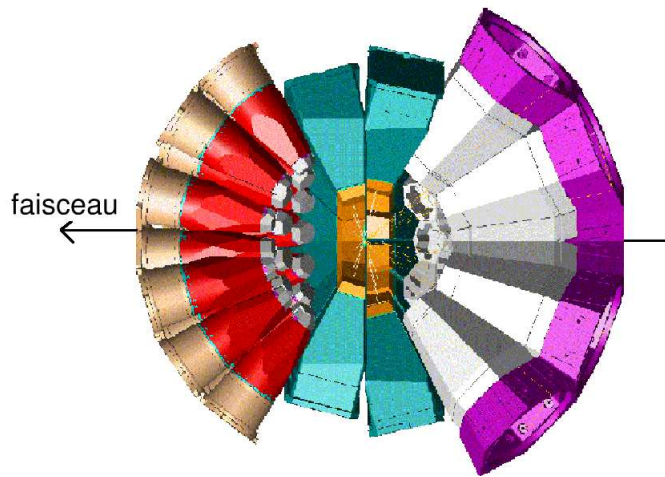


FIG. II.3 – Représentation en coupe du détecteur EUROBALL IV à Strasbourg; le faisceau vient de la droite.

II.2.1 Les détecteurs germanium

Nous allons commencer par décrire en détail les trois types de détecteurs Ge utilisés ; leurs principales caractéristiques seront résumées ensuite dans le tableau II.1. EUROBALL IV est donc composé de :

→ 30 détecteurs Ge «gros volumes» (appelés aussi tronconiques). Ils sont placés sur 3 couronnes concentriques à l'avant par rapport à la direction du faisceau et leur distance à la cible est de 37,5 cm. Ils proviennent des multidétecteurs EUROGAM I et GASP respectivement franco-anglais et italien. Ils ont chacun une longueur de 7,8 cm, un diamètre

de 6,9 cm et une efficacité relative¹ de 70 %. Ils sont entourés de 10 scintillateurs BGO pour assurer le veto anti-Compton.

→ 26 détecteurs «trèfles» (ou «clovers» en anglais ; cf. figure II.4). Ce sont des détecteurs composites hérités d'EUROGAM II et constitués de 4 cristaux Ge de petit volume découplés électriquement mais placés dans un même cryostat et partageant le même système de réjection Compton (chaque clover est entouré de 16 BGO). Ils sont situés sur deux couronnes dans des directions proches de 90° par rapport à l'axe du faisceau à une distance de 26,9 cm de la cible. Le petit angle solide sous-tendu par chaque détecteur individuel permet de pallier une dégradation du signal trop importante dans cette région où l'élargissement Doppler est le plus critique. Chaque cristal a un diamètre de 5 cm, une longueur de 7 cm et une efficacité relative de 20 % (le volume plus petit diminuant la probabilité qu'un photon y laisse l'intégralité de son énergie). Ayant des voies électroniques indépendantes, les contributions des différents cristaux peuvent être sommées ; cela accroît l'efficacité photopie d'un facteur multiplicatif que l'on appelle «coefficient d'add-back» (ou facteur de sommation) égal à 1,53(5) ; au final l'efficacité relative photopie de ces détecteurs clovers est de 123(6)% [21]. La procédure de sommation est détaillée dans la ref. [22]. Les clovers peuvent aussi être utilisés comme polarimètre Compton permettant

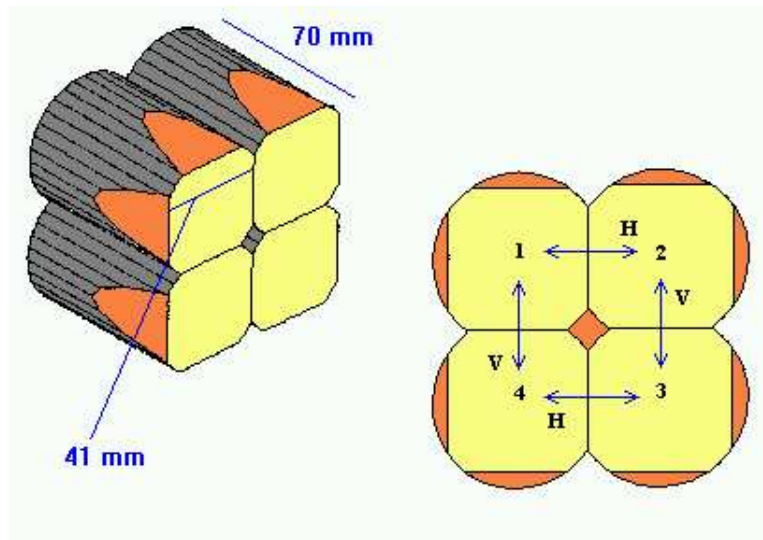


FIG. II.4 – La géométrie des cristaux de germanium dans un clover.

de déterminer la nature électrique ou magnétique d'une transition γ .

¹Pour mesurer l'efficacité relative, on prend comme référence l'efficacité d'un détecteur NaI de diamètre et de longueur 7,6 cm placé à une distance de 25 cm de la source pour un photon de 1,33 MeV.

→ 15 détecteurs composites «bouquets» (ou «clusters»; cf. figure II.5). Ils sont constitués chacun de 7 cristaux Ge (une unité centrale entourée par six autres) regroupés dans un même cryostat. Les cristaux ont une section hexagonale, un diamètre et une longueur de respectivement 7 cm et 7,8 cm. À partir d'une efficacité individuelle relative de 59 %, la procédure d'add-back (avec un facteur de sommation de 1,44) permet d'obtenir une efficacité photopic de 595 % (six fois supérieure à celle d'un détecteur tronconique) [23]. Chaque cluster est entouré de 18 scintillateurs BGO (12 pour les côtés et 6 «backcatchers» à l'arrière). Comme le montre la figure II.5, chaque cristal est placé sous vide dans une capsule en aluminium d'épaisseur 0,7 mm pour éviter des problèmes de contamination de surface. C'est le module «Lid» qui permet de fermer hermétiquement la capsule et de mettre sous vide. Ce module permet aussi d'avoir une alimentation haute-tension par cristal permettant l'utilisation du cluster même incomplet [23]. Sensibles aux neutrons et plus complexes à retraiter que les détecteurs précédents, les clusters ont été placés à l'arrière par rapport à la direction du faisceau.

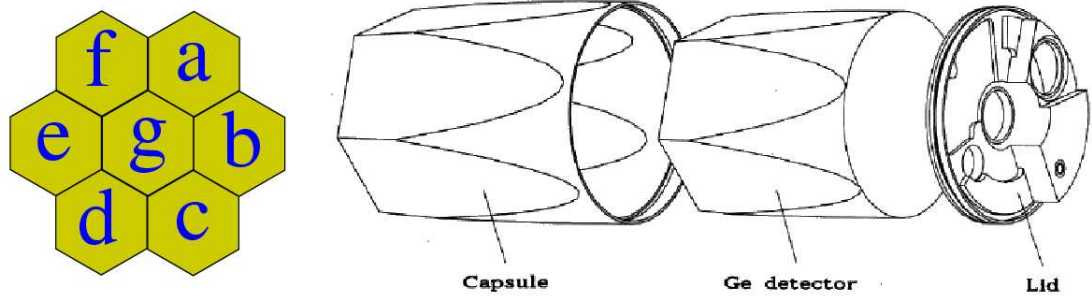


FIG. II.5 – Vue de face des 7 cristaux de germanium (à gauche) et représentation schématique des différents éléments d'une capsule de cluster de section hexagonale (à droite).

Type de détecteur	Tronconique	Clover	Cluster
Nombre de détecteurs individuels (cristaux)	30(30)	26(104)	15(105)
Angle/axe du faisceau	18°, 35°, 52°	77°, 103°	130°, 137°, 157°
Distance à la cible	37,5 cm	26,9 cm	44,5 cm
Efficacité relative avant et après sommation (en %)	70 ; 70	20 ; 123	59 ; 595
Pouvoir de résolution	9,3	8,3	10,5

TAB. II.1 – Caractéristiques techniques des différents détecteurs germanium d'EUROBALL IV [16].

II.2.2 La boule interne

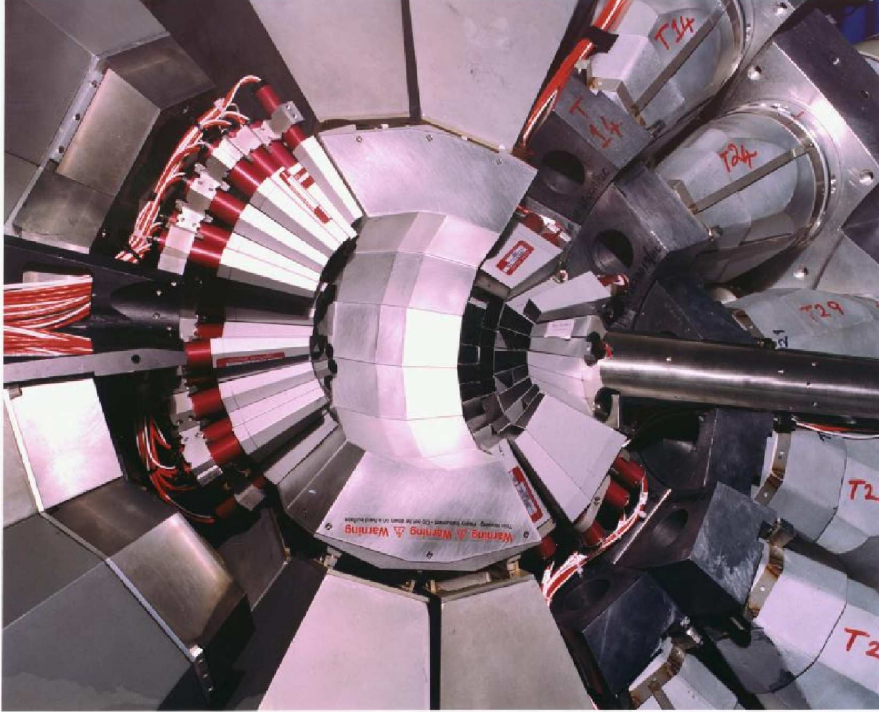


FIG. II.6 – Vue en coupe de l'intérieur d'EUROBALL IV (les détecteurs tronconiques sont à droite et les clusters de section hexagonale sont à gauche ; le faisceau vient de la gauche). Les détecteurs BGO de la boule interne sont visibles entre la zone de réaction et les détecteurs germanium. On distingue le plus clairement ceux associés aux clusters sur la gauche.

La boule interne [16], constituée de 210 cristaux BGO placés devant les collimateurs, comble les espaces inactifs entre les détecteurs germanium (occupant 50% de l'angle solide) pour avoir une détection γ de 4π stéradians. Cette boule interne joue le rôle d'un calorimètre interne pour déterminer à la fois la multiplicité γ et l'énergie totale de la cascade émise par le noyau. Les 210 cristaux de cette boule interne sont regroupés en blocs de détecteurs «équivalents» de 5, 3 ou 1 détecteurs BGO. À partir des données de ces différents détecteurs équivalents, avec une matrice (énergie somme-multiplicité), une voie de réaction particulière peut être isolée, augmentant la sélectivité et abaissant la limite d'observation.

En résumé, EUROBALL IV est donc constitué de 239 cristaux germanium et a une efficacité totale absolue estimée à 9,4%² pour un rayonnement γ d'énergie 1,33 MeV. Son pouvoir de résolution est de 9,4 pour des structures ayant un espacement moyen de 60 keV. L'ajout d'une boule interne de 210 cristaux BGO permet de gagner un ordre de grandeur sur sa limite d'observation qui est de 5×10^{-6} fois l'intensité de la voie de réaction [16].

II.2.3 Quelques remarques sur les détecteurs additionnels

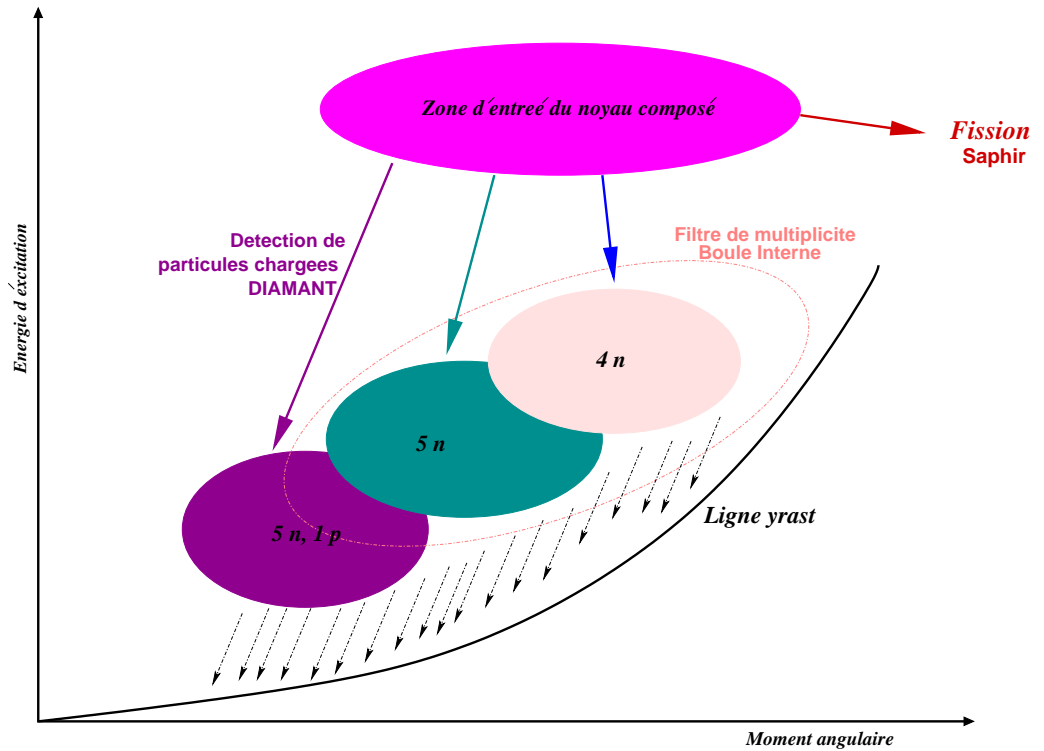


FIG. II.7 – Processus de désexcitation de noyaux produits à haut spin et à haute énergie d'excitation lors d'une réaction de fusion évaporation dans le plan (E, l) . Cette figure permet de visualiser à quels niveaux agissent la boule interne et certains détecteurs additionnels : SAPHIR employé pour identifier les fragments de fission [24] et DIAMANT pour détecter les particules chargées légères [25].

²Cette efficacité totale a été estimée comme étant la même que celle d'EUROBALL III, l'ajout de la boule interne ne la changeant pas de façon substantielle. L'efficacité photopie totale à 1,33 MeV d'EUROBALL III a été mesurée par la technique dite des sommes à partir d'un spectre de ^{60}Co [7]. Cette source émet deux γ en coïncidence à 1,173 MeV et à 1,333 MeV. Le rapport des surfaces du pic somme à 2,5 MeV (correspondant à la détection dans un même détecteur des deux transitions) et du premier pic à 1,173 MeV donne l'efficacité photopie à 1,333 MeV et permet de remonter à l'efficacité absolue puis à l'efficacité photopie totale à 1,33 MeV.

EUROBALL IV peut fonctionner avec des détecteurs additionnels. Un coup d'œil sur la figure II.7 représentant schématiquement les processus de désexcitation de noyaux produits par des réactions de fusion-réaction permet de comprendre à quels niveaux agissent certains d'entre eux : par exemple SAPHIR employé pour identifier les fragments de fission [24] et DIAMANT le détecteur de particules chargées légères [25]. Le RFD («Recoil Filter Detector», non représenté sur le schéma) permet quant à lui de déterminer la vitesse du noyau de recul [26].

II.2.4 L'électronique d'acquisition

Pour traiter les 239 voies germanium (plus celles concernant les BGO de la boule interne et des enceintes anti-Compton), l'électronique d'acquisition d'EUROBALL IV repose sur le standard VXI (VME eXtension for Instrumentation). Sans l'utilisation de ce standard VXI, il aurait été impossible, avec une électronique classique de traiter correctement ce grand nombre de détecteurs et de gérer l'important flux de données (taux d'événements de l'ordre de 50 à 100 kHz).

Chaque voie germanium fournit deux informations en énergie (codage sur 4 et 20 MeV) et une information en temps (le TAC ; «Time to Amplitude Converter»). En ce qui concerne la boule interne, les signaux des différents détecteurs équivalents (5, 3 ou 1 cristaux BGO) sont sommés par groupes de 10 ou de 5. La boule interne délivre ainsi une information globale, sous la forme de l'énergie somme et de la multiplicité observées dans les BGO, et une information locale donnant, pour chaque boîte de sommation, le TAC, l'énergie et le pattern (identifiant les détecteurs équivalents touchés). Le principe de la chaîne d'acquisition a été développé en détail dans la référence [27] (cf. figure II.8) ; le lecteur pourra se reporter également à la partie II.3.4 présentant le système de lecture des données d'EXOGAM fonctionnant sur des principes similaires. On rappellera quand même que l'acquisition d'EUROBALL IV est constituée de 9 châssis comportant les cartes VXI traitant les signaux arrivant des détecteurs. Chaque châssis comporte 2 cartes dites d'infrastructure :

- La carte «ROCO» (ReadOut Controller) qui gère les données et les stocke avant de les envoyer via un bus DT32 vers les cartes de traitement dont on parlera plus loin ;
- La carte «Ressource Manager» : située sur le premier emplacement du châssis (Slot 0), elle joue le rôle d'un chef d'orchestre assurant, entre autres choses, la gestion des adresses des registres des différentes cartes se trouvant sur le châssis.

En aval, trois «Event Collectors» collectent les données provenant des cartes «Ressource

Manager». Ce sont les intermédiaires entre les cartes «Ressource Manager» et l'«Event Builder» reconstruisant et formatant les événements complets. C'est une ferme de 4 stations de travail qui effectue cette reconstruction.

La carte «Master Trigger» a pour rôle de décider s'il faut ou non traiter l'événement suivant les conditions dictées par l'expérimentateur. Ces conditions portent sur le nombre de détecteurs germanium et/ou sur le nombre de BGO de la boule interne touchés. Les critères de décision peuvent porter également sur les données provenant de détecteurs auxiliaires. La prise de décision peut être rapide (comme les signaux provenant des détecteurs germanium ou des BGO) ou plus lente (le détecteur auxiliaire valide ou non l'événement a posteriori).

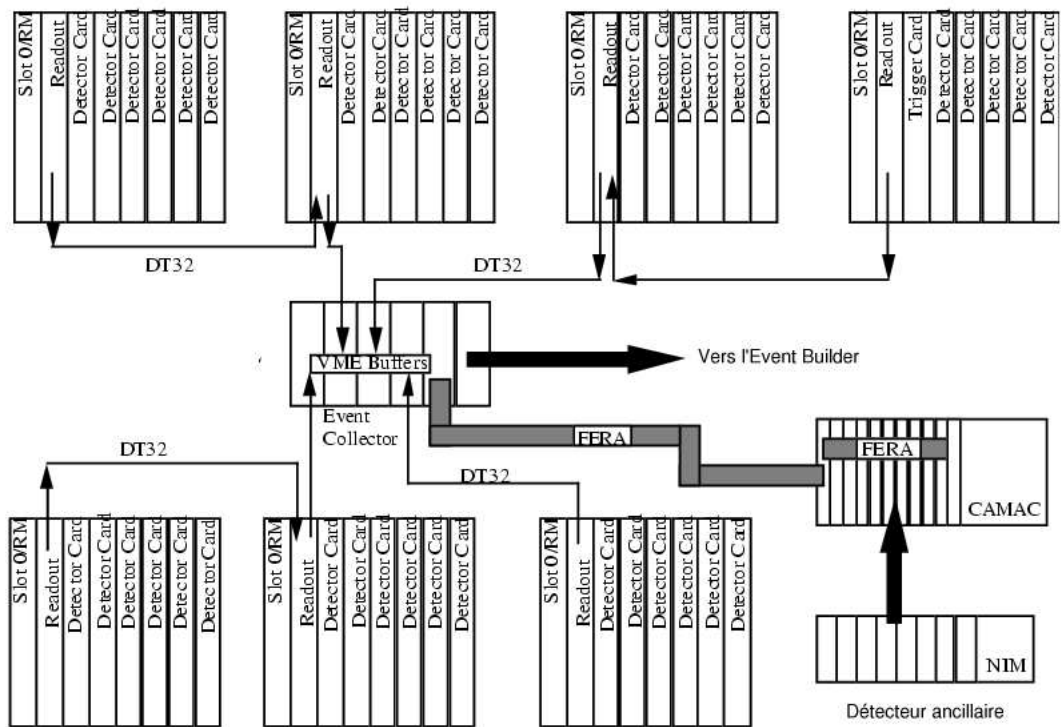


FIG. II.8 – Schéma simplifié représentant le système d'acquisition d'EUROBALL IV. Le terme générique «Detector Card» couvre les cartes associées aux détecteurs germanium ou BGO. Le système NIM et CAMAC est montré pour illustrer comment le système non VXI d'un détecteur auxiliaire quelconque peut s'intégrer au système de lecture.

II.3 Description d'EXOGAM

EXOGAM a été pensé pour exploiter pleinement les nouveaux faisceaux radioactifs de SPIRAL en terme de spectroscopie γ . Avec une très grande efficacité photopie et un bon rapport PT, EXOGAM est particulièrement adapté pour rechercher et isoler des événements très rares dans un bruit de fond important.

II.3.1 Les «clovers» segmentés

EXOGAM est composé d'un seul type de détecteur germanium : les clovers segmentés, détecteurs composites de 4 cristaux de germanium (les «inners»), chacun segmenté électriquement en 4 sous-éléments (les «outers») (cf. figure II.9). Chacun des cristaux mesurent 6 cm de diamètre et 9 cm de long pour une efficacité photopie totale de 20 %. Ils sont entourés d'un système de suppression Compton composé de scintillateurs de BGO sur les côtés et de CsI(Tl) à l'arrière.

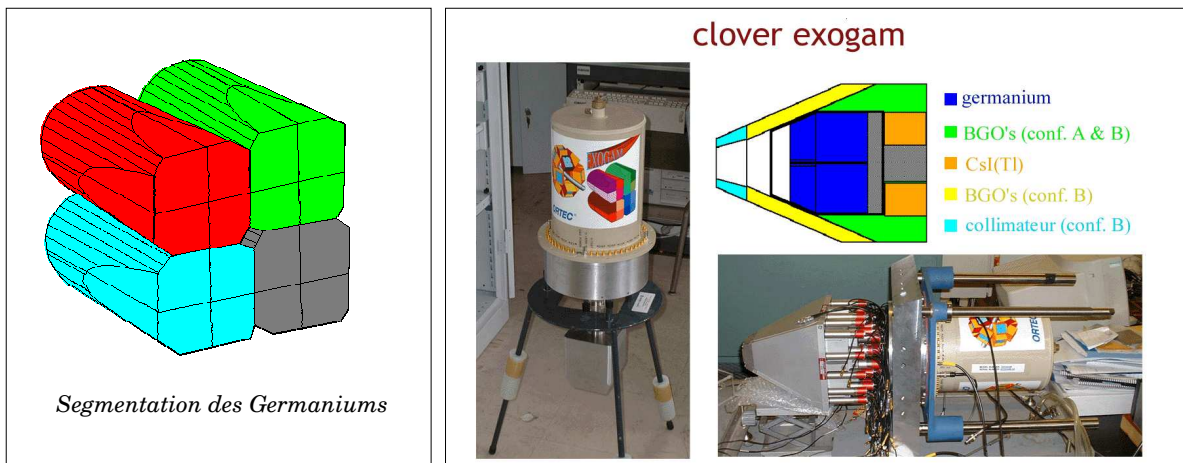


FIG. II.9 – Les clovers EXOGAM [17]. Photos : A. Boston.

II.3.2 Géométrie d'EXOGAM

L'un des maîtres mots d'EXOGAM est une très grande modularité facilitée par l'emploi d'une structure moderne (cf. la photo de la figure II.10) permettant un rapprochement/éloignement (ou montage/démontage) des détecteurs relativement aisé.

Différentes configurations peuvent ainsi être adoptées pour les clovers :

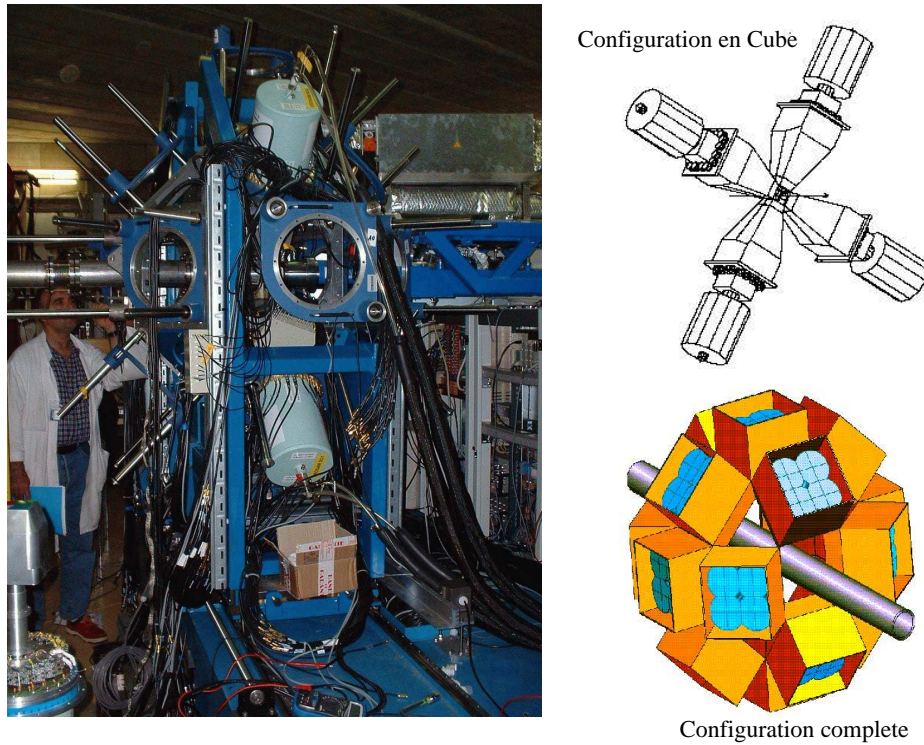


FIG. II.10 – EXOGAM et les différents agencements. Photo : A. Boston ; figure en haut à droite : Configuration en cube [28] ; figure en bas à droite : Configuration complète [17].

→ En cube : pour être le plus près possible de la cible, on peut monter quatre détecteurs germanium sur les faces d'un cube entourant la zone de réaction ;

→ Complète : on peut aussi utiliser 16 détecteurs dont 4 sont à 135° , 8 à 90° et 4 à 45° par rapport à la direction du faisceau.

Pour chacune de ces géométries, on pourra monter de deux façons différentes les enceintes anti-Compton. Ainsi, on peut enlever les collimateurs et les BGO latéraux ; on est alors en configuration A (les détecteurs sont côte à côte). Quant à la configuration B où tous les BGO et les collimateurs sont présents, c'est la moins compacte. Le tableau II.2 donne les distances des détecteurs à la cible en fonction de la configuration adoptée. Par effet d'empilement, l'efficacité photopique totale va chuter avec la multiplicité et cela, d'autant plus fortement que les détecteurs germanium seront placés près de la zone de réaction. On en arrive à la conclusion, validée par des simulations effectuées avec GEANT, que la configuration A est plus adaptée pour des événements où la multiplicité est faible tandis que la configuration B conviendra pour des études à moyen spin [17].

géométrie	Configuration	Distance à la cible	E_T	P/T
Cube	A	50.3 mm	-	-
Cube	B	68.3 mm	10	60
Complète	A	114.1 mm	20	47
Complète	B	147.4 mm	12	60

TAB. II.2 – Les distances à la cible en fonction des différentes configurations. On y a associé les efficacités et rapports PT estimés par simulation [17].

II.3.3 Les performances d'EXOGAM

Comme on l'a déjà noté en introduction, l'ère des faisceaux radioactifs a permis d'élargir le champ des spectroscopistes γ leur permettant d'accéder à la structure de noyaux exotiques très peu produits. Ici, à cause de la faible intensité du faisceau (100 à 1000 plus faible que celle des faisceaux stables) et à un environnement radioactif apportant beaucoup de bruit de fond, on optimisera l'efficacité totale photopic de façon à collecter le plus d'événements possibles sans trop se soucier des phénomènes d'empilement tout en ayant une bonne granularité pour lutter contre l'élargissement Doppler. Comme exemples de ce type de multidétecteur, on citera EXOGAM [17] associé aux faisceaux radioactifs SPIRAL du GANIL et MINIBALL [29] associé à ceux de REX-ISOLDE au CERN.

À partir de ces principes de bases, afin d'évaluer les performances d'EXOGAM (résolutions, rapport PT et efficacité photopic) pour des expériences types, les physiciens se sont surtout basés sur des simulations effectuées avec le code GEANT III. Les résultats sont montrés dans le tableau II.3.

À l'instar du pouvoir de résolution pour les multidétecteurs orientés hauts spins, des réflexions ont été menées afin de trouver la variable pertinente qui permettrait de définir la qualité des spectres. Compte tenu du grand nombre des paramètres mis en jeu (la plus ou moins grand influence du bruit de fond radioactif dû au faisceau, la possibilité de jouer sur la périodicité du faisceau ou les fenêtres en temps pour nettoyer les spectres), plusieurs définitions de ce «facteur de qualité» ont été proposées mais la plus satisfaisante reste celle donnée dans le document [31] :

$$\text{Facteur de qualité} = \frac{\sum \epsilon_{\text{indi}}}{\sqrt{\frac{\Delta E \Delta t}{(PT)_e (PT)_t}}}$$

	Décroissance radioactive	Excitation coulombienne (^{40}Ar @160 MeV sur une cible de ^{208}Pb)	Fusion-évaporation (^{72}Kr @280 MeV sur une cible de ^{40}Ca)
Multiplicité γ	1	2	15
v/c	0	7,5 %	6,3 %
Résolution	2,3 keV	15 keV	13 keV
Rapport PT	47	45	31
E_T	20	18	13

TAB. II.3 – Performances attendues d'EXOGAM pour différents types de réactions (pour une énergie de transition de 1,33 MeV) à partir de simulations effectuées avec le code GEANT III [17, 30]

où l'on voit que ce dernier dépend de l'efficacité individuelle des détecteurs germanium (ϵ_{indi}), des résolutions en temps et en énergie (Δt , ΔE) et enfin, des rapports Pic/Total en temps et en énergie ($(PT)_t$, $(PT)_e$).

II.3.4 Lecture des données

L'électronique d'EXOGAM (cf. figure II.11) hérite de celle d'EUROBALL de manière à traiter les signaux rapidement, à réduire le bruit de fond de la chaîne électronique de façon optimale et à permettre un contrôle des cartes et du système d'acquisition à distance. Les cartes VXI (VME Extension for Instrumentation) remplissent ces trois conditions. Les signaux pré-amplifiés issus d'un cristal de germanium sont donc envoyés vers une carte VXI³ où se font la numérisation et la validation du signal. Les informations en énergie (énergies 6 MeV et 20 MeV) et en position sont prises en charge par une électronique lente où les signaux énergie seront amplifiés, mis en forme puis codés et lus si les conditions requises par l'expérimentateur sont remplies. En parallèle à cette voie énergie, après amplification, le signal passe par un discriminateur à fraction constante (CFD) qui va déclencher l'envoi de deux signaux logiques vers la carte «Master Trigger» et vers le «trigger» local de la carte qui agit comme un chronomètre pour chacune des voies électroniques. La carte «Master Trigger» reçoit les signaux logiques CFD des baies VXI et les additionne en un signal proportionnel au nombre de voies germanium touchées. Si la

³Ces cartes de taille D sont enfichées dans un châssis VXI à trois connecteurs, chacun ayant 32 broches. Deux de ces connecteurs servent aux lignes définies par les normes VME (Versa Module Europa) et VSB (VME Subsystem Bus). Seul le troisième est spécifique à la norme VXI et contient des lignes de synchronisation, d'identification et d'horloge interne permettant un dialogue entre les différentes cartes d'un même châssis.

condition en multiplicité imposée par l'expérimentateur est vérifiée, l'événement est accepté et la carte «Master Trigger» lance un signal («fast trigger») aux triggers locaux de chacune des cartes lançant le codage de l'événement. Par la suite, l'événement peut encore être annulé (si l'on veut faire des coïncidences avec les signaux provenant d'un détecteur ancillaire grâce à l'utilisation d'un signal de validation («slow trigger»). Le signal CFD direct, allant vers le trigger local, servira de «start» au TAC dont le «stop» sera le «fast trigger». Ce choix n'est pas unique et il est également possible d'utiliser la périodicité du faisceau (fréquence cyclotron de CIME) comme référence en temps ; cela permet d'éliminer les événements liés à la radioactivité du faisceau et de réduire le bruit de fond. Les cartes

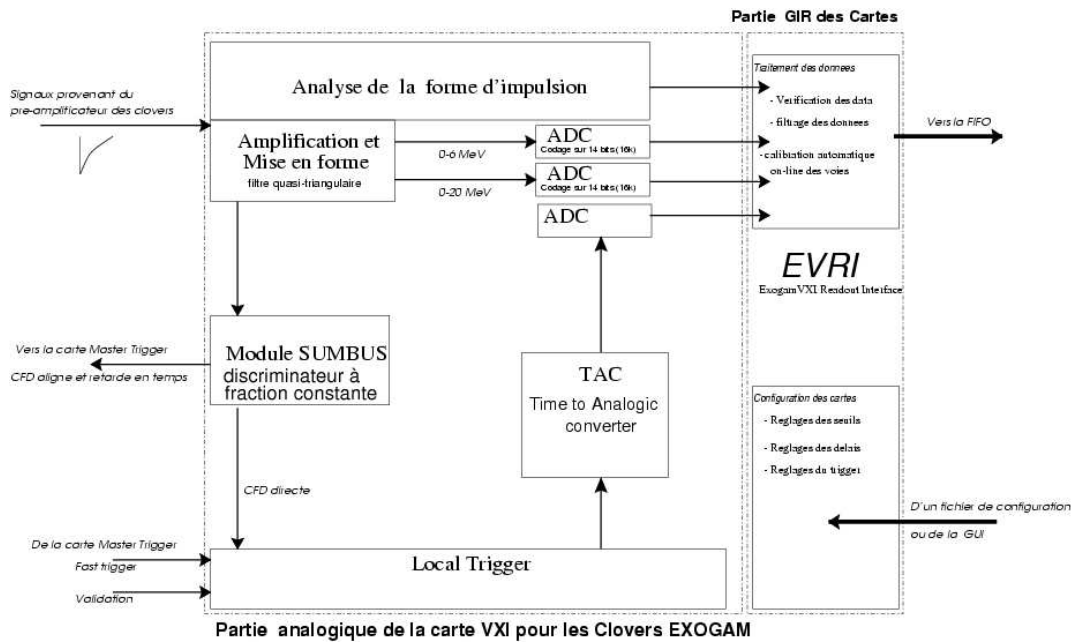
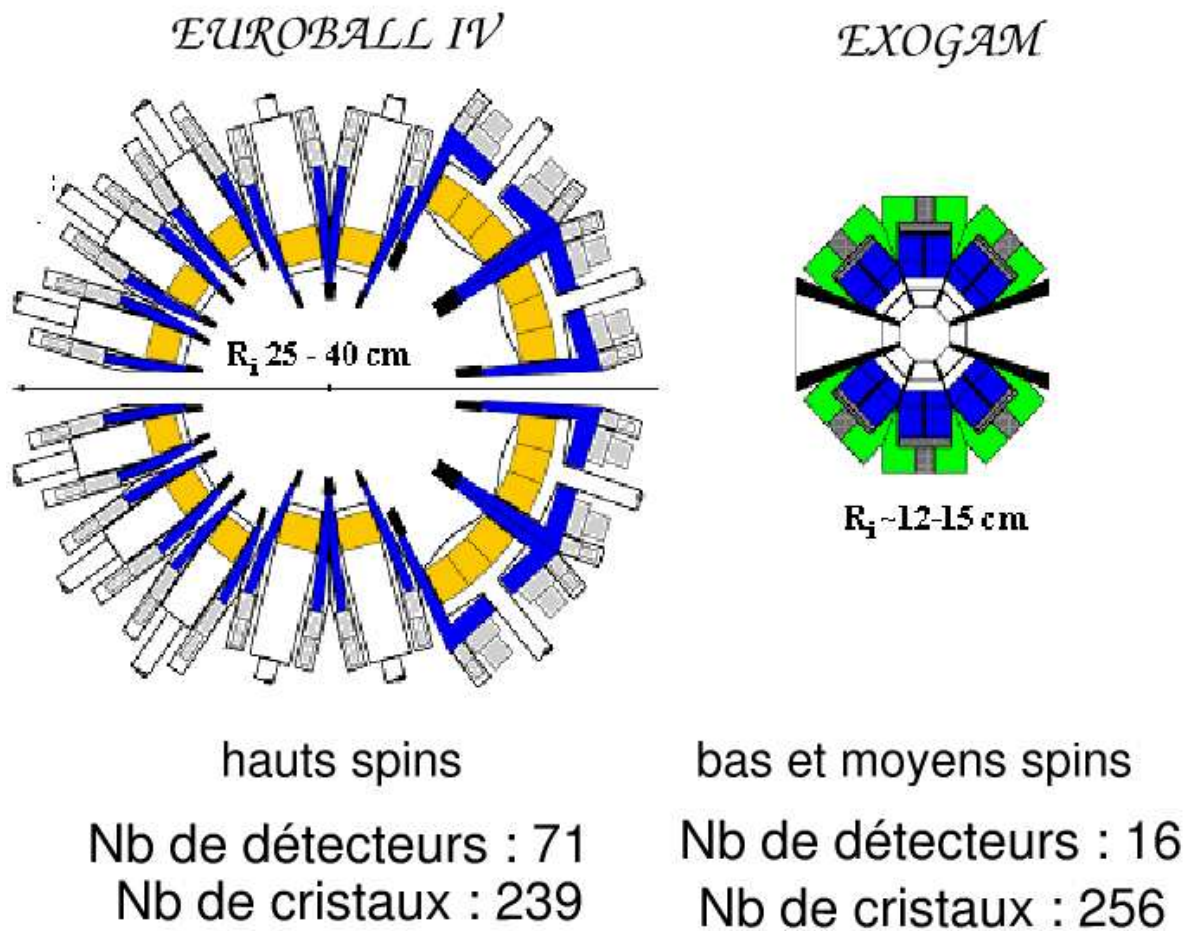


FIG. II.11 – Schéma de la chaîne électronique d'EXOAM

VXI et «Master Trigger» sont disposées dans des châssis ; chaque châssis possède deux cartes dites d'infrastructure qui sont la carte «Ressource Manager STR 8032» (contrôle de l'adressage des registres, configuration des cartes) et la carte «VRE STR8080» dans lequel transitent les événements. Cette dernière a pour fonction de temporiser le flux des données et de les envoyer vers les cartes VME que sont l'«Histogrammer» (construction des spectres brutes) et l'«Event Builder» (sélection des informations que l'expérimentateur souhaite garder avant envoi vers un support magnétique). Le relais entre les cartes d'infrastructure et les cartes VXI est géré, que ce soit pour la lecture ou pour la configuration des cartes, par la GIR (General Readout Interface) d'EXOAM, que l'on appelle EVRI (Exogam VXI Readout Interface), dont le centre nerveux est situé dans la partie digitale des cartes VXI.

II.3.5 Comparatif EUROBALL-EXOGAM



Performances		EUROBALL IV	EXOGAM
$M_\gamma = 1$	E_T	9,4 %	20 %
	P_T	50 %	47 %
$M_\gamma = 30$	E_T	6,5 %	< 5 %
	P_T	37 %	< 30 %

FIG. II.12 – Comparatif des performances d'EUROBALL IV et d'EXOGAM supposé complet (ici représenté en configuration complète rapprochée); d'après [32].

II.4 Pré-analyse des données

Avant d'exploiter les données brutes recueillies (environ 300 Go soit une dizaine de cartouches DLT pour une expérience sur EUROBALL IV) et de les analyser (en créant spectres, matrices et histogrammes de dimension supérieure), il est nécessaire de procéder à quelques traitements préalables comme la calibration, le filtrage en temps, l'add-back (évoquée au cours de la section II.3.1) et la réjection Compton.

Je détaillerai, dans un premier temps, la méthode de calibration automatique basée sur le formalisme de la logique floue que notre équipe de Lyon a développée.

II.4.1 Techniques nouvelles : Calibration automatique et sous-ensembles flous

Chacune des 239 voies germanium d'EUROBALL fournit deux informations en énergie : l'une codée entre 0 et 4 MeV et l'autre codée entre 0 et 20 MeV. Les gains sont respectivement de 0,5 keV/canal et de 2,5 keV/canal en moyenne. Le but de la calibration, étape essentielle de la pré-analyse, est de déterminer, avec des sources connues, la relation précise entre énergie et canal (pouvant être linéaire ou quadratique) pour chacune des voies électroniques afin de sommer leurs différentes contributions. Comme les gains des différentes voies électroniques varient avec le temps, cette calibration doit être refaite à chaque nouvelle expérience (la dérive des gains doit également être vérifiée au cours d'une même expérience). Faite «à la main», la calibration de 239 détecteurs est longue, répétitive et pénible. Afin d'automatiser cette tâche répétitive, nous avons conçu un algorithme de reconnaissance des pics utilisant les sous-ensembles flous pour manipuler aisément des expressions imprécises comme «un pic avec à peu près la même position et la même intensité qu'un pic de référence». Cette technique a été employée avec succès, pour la première fois, dans la pré-analyse de l'expérience dont il est question dans le chapitre suivant.

Avant de voir en quoi l'intégration des sous-ensembles flous nous a permis de mettre au point une procédure de calibration automatique des détecteurs germanium d'EUROBALL IV [33], il convient de faire un rapide panorama des concepts de base de la logique floue où l'on se penchera évidemment plus particulièrement sur les sous-ensembles flous, les opérations que l'on peut définir entre eux et les relations floues.

II.4.1.1 Les principes de base de la logique floue

Dans un cadre théorique rigoureux, la logique floue, initiée en 1965 par le professeur Lofti A. Zadeh [34, 35] de l'Université de Berkeley, permet d'automatiser des tâches complexes en contruisant des algorithmes reproduisant au mieux les capacités de reconnaissance et de raisonnement de l'esprit humain.

Utilisée de façon intensive depuis une dizaine d'années dans le domaine de l'industrie, la logique floue s'est intégrée naturellement dans les travaux de reconnaissance vocale ou d'écriture en informatique mais des applications existent dans la plupart des domaines (économie, médecine, classification, système expert, bases de données, conception industrielle, etc...).

a) Les sous-ensembles flous

Les sous-ensembles flous permettent de rendre compte de cette imprécision inhérente aux connaissances dont nous parlions précédemment. Ils vont permettre d'établir une gradation dans l'appartenance d'un élément à une classe alors que, dans la théorie classique des ensembles, un objet ne peut pas être membre d'un ensemble et de son complémentaire. On pourra ainsi considérer un objet comme «noir» à un certain degré et «blanc» à un autre (cf. figure II.13)



FIG. II.13 – Illustration de la notion de degré d'appartenance : la logique floue nous fait entrer dans un monde de nuance. Les lignes noire et blanche indiquent avec quel degré une couleur repérée en abscisse peut être considérée comme «noire» ou «blanche» [36].

De manière formelle, on peut dire que, étant donné un ensemble de référence X et un sous ensemble classique A_c de X , on pourra lui associer une fonction caractéristique χ_A qui prendra la valeur 0 pour les éléments de X n'appartenant pas à A et la valeur 1 pour ceux y appartenant.

$$\chi_A : X \longrightarrow \{0, 1\}$$

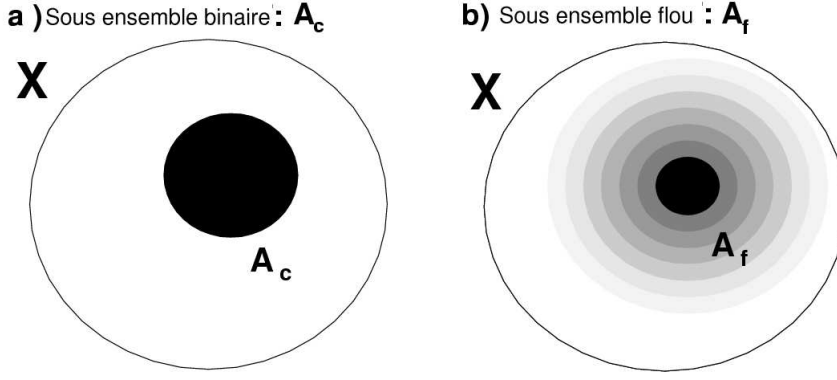


FIG. II.14 – Un sous-ensemble binaire à gauche et un sous-ensemble flou à droite [33].

Maintenant, si A_f est un sous-ensemble flou de X (cf. figure II.14), sa fonction d'appartenance $f_A(x)$ ⁴ sera comprise entre 0 et 1 et on aura une application renvoyant une valeur entre 0 et 1.

$$f_A : X \longrightarrow [0, 1]$$

On appellera «degré d'appartenance» (ou «degré d'identification» dans le cas qui va nous intéresser), noté μ , la valeur renvoyée par la fonction d'appartenance.

b) Opérations sur les sous-ensembles : égalité, inclusion, intersection et union

N'importe quelle opération sur des sous-ensembles peut se traduire à partir des fonctions caractéristiques. Par exemple, deux sous-ensembles flous seront dits égaux si leurs fonctions caractéristiques sont égales. Il en est de même en ce qui concerne l'inclusion du sous-ensemble A dans B qui peut s'exprimer comme : $\forall x \in X \quad f_A(x) \leq f_B(x)$.

Toute fonction $T : [0, 1] \times [0, 1] \longrightarrow [0, 1]$ vérifiant pour tous x, y, z et t de $[0, 1]$:

$$\left\{ \begin{array}{l} T(x, y) = T(y, x) \quad (\text{la commutativité}) \\ T(x, T(y, z)) = T(T(x, y), z) \quad (\text{l'associativité}) \\ T(x, y) \leq T(z, t) \text{ si } x \leq z \text{ et } y \leq t \quad (\text{la monotonie}) \\ T(x, 1) = x \quad (\text{élément neutre } 1) \end{array} \right.$$

est un opérateur d'intersection (cf. figure II.15) appelé t-norme (ou norme triangulaire). Cette t-norme peut être définie de nombreuses manières mais celle que l'on utilise le plus

⁴À partir de sa fonction caractéristique, on peut définir le support (c'est l'ensemble des éléments x de X pour lesquels $f_A(x) \neq 0$), son noyau (c'est l'ensemble des éléments appartenant de façon absolue à A_f), sa hauteur (c'est le plus fort degré d'appartenance de A_f). Si la hauteur est égale à 1, on dit que le sous-ensemble flou est normalisé. On ne considère, ici, que des sous-ensembles flous normalisés.

couramment est simplement la fonction *min*. Ainsi, l'intersection de deux sous-ensembles flous pourra s'écrire :

$$\forall x \in X \quad f_{A \cap B}(x) = \min(f_A(x), f_B(x))$$

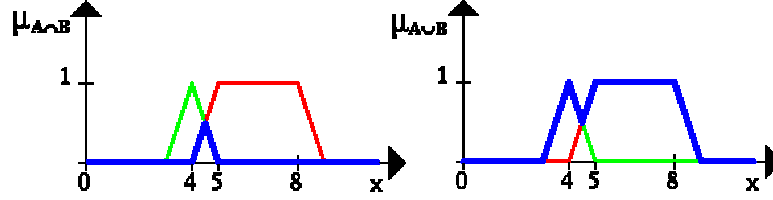


FIG. II.15 – Intersection et union de deux ensembles flous [36].

De manière analogue, la t-conorme (ou conorme triangulaire) qui est définie par une fonction $\perp: [0, 1] \times [0, 1] \longrightarrow [0, 1]$ vérifiant pour tous x, y, z et t de $[0, 1]$:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \perp(x, y) = \perp(y, x) & \text{(la commutativité)} \\ \perp(x, \perp(y, z)) = \perp(\perp(x, y), z) & \text{(l'associativité)} \\ \perp(x, y) \leq \perp(z, t) \text{ si } x \leq z \text{ et } y \leq t & \text{(la monotonie)} \\ \perp(x, 0) = x & \text{(élément neutre 0)} \end{array} \right.$$

est un opérateur d'union dont le prototype le plus commun est la fonction *max* :

$$\forall x \in X \quad f_{A \cup B}(x) = \max(f_A(x), f_B(x))$$

c) Produit cartésien

Si l'on considère plusieurs critères de décision (par exemple la position et l'intensité dans le cas de la calibration automatique), on va devoir définir une classe floue globale par le biais d'un produit cartésien des classes floues initiales.

On sait déjà que le produit cartésien des ensembles de référence X_1, X_2, \dots, X_N sur lesquels sont définis les sous-ensembles A_1, A_2, \dots, A_N est un ensemble dont les éléments sont des N-uplets (x_1, x_2, \dots, x_N) .

Le sous-ensemble flou A construit sur X comme $A = A_1 \times A_2 \times \dots \times A_N$, considéré comme le produit cartésien des sous-ensembles flous initiaux, aura comme fonction d'appartenance :

$$\forall x = (x_1, x_2, \dots, x_N) \in X, \quad f_A(x) = \min(f_{A_1}(x_1), f_{A_2}(x_2), \dots, f_{A_N}(x_N))$$

II.4.1.2 Les relations floues

Armés de ces outils, nous allons pouvoir définir certaines relations difficilement représentables de façon classique comme par exemple « x est approximativement égal à y » comme étant simplement un sous-ensemble flou de $X \times Y$ ⁵. La fonction d'appartenance d'une telle relation pourrait être :

$$R(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{si } x = y \\ 0.8 & \text{si } |x - y| = 1 \\ 0.3 & \text{si } |x - y| = 2 \end{cases}$$

Comme cela est illustré figure II.16, l'«ombre»⁶ ou la projection de cette relation floue

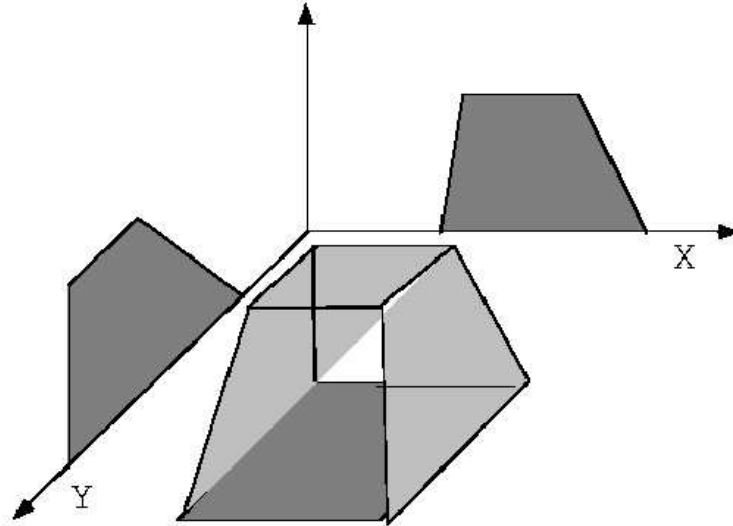


FIG. II.16 – Définition illustrée de l'ombre d'une relation floue.

sur l'axe X (Y) est un sous-ensemble flou sur X (Y).

⁵Pour mémoire, une relation classique peut être considérée comme un ensemble de n -tuples (ou paires ordonnées). Une relation binaire dans \mathbb{R} est une relation entre deux nombres réels. On appellera *équivalence* une relation binaire R réflexive, symétrique et transitive, *ordre partiel* une relation binaire R réflexive, anti-symétrique et transitive et *ordre total* une relation binaire R étant un ordre partiel et possédant en plus la propriété suivante : $\forall u, v \in R, (u, v) \in R$ ou $(v, u) \in R$. Par exemple, la relation binaire «Sous-ensemble de» est un ordre partiel et la relation binaire « \leq » sur les entiers est une relation d'ordre total.

⁶Soit une relation floue binaire R définie sur $X \times Y$, l'ombre ou la projection de R sur X sera définie comme : $\Pi_X(x) = \sup\{R(x, y) | y \in Y\}$. Il en est de même pour $\Pi_Y(y) = \sup\{R(x, y) | x \in X\}$.

II.4.1.3 Calibration et sous-ensembles flous

a) Le principe de la méthode

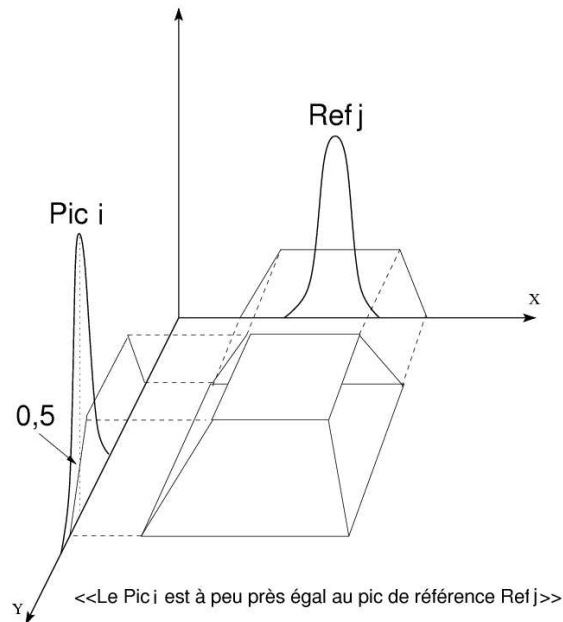


FIG. II.17 – Description de la méthode. Le trapèzoèdre représente la relation floue permettant de quantifier le degré d'identification d'un Pic i par rapport à un pic de référence Ref j . On ne considère qu'une identification basée sur la position des pics. Le Pic i a un degré d'identification de 0,5 par rapport au pic de référence Ref j .

Pour l'illustrer, nous prendrons un détecteur de référence quelconque dont le spectre (provenant d'une source connue, ex : ^{152}Eu ou ^{56}Co) contient plusieurs pics (labellés Ref 1, Ref 2,..., Ref k) caractérisés par leur position $p(\text{Ref } j)$ et leur intensité $n(\text{Ref } j)$. Une fois la correspondance établie entre la position en canal de ces pics et leur valeur en énergie tabulée, notre procédure va reconnaître, de façon totalement automatique et très rapidement, au plus les k pics similaires dans les spectres en source des 238 autres détecteurs même si leurs caractéristiques sont totalement différentes de celles du spectre de référence (seuil plus ou moins élevé pouvant, dans certains cas, occulter des pics de basse énergie, efficacité différente, qualité du spectre plus ou moins bonne).

Prenant un spectre quelconque, pour chaque pic trouvé (Pic 1, Pic 2,...Pic m) grâce à une routine de recherche de pics, on appliquera la relation floue «Pic i est approximativement à la même position et à la même intensité que Ref j » que l'on traduira en construisant deux ensembles flous $A_p^{\text{Ref } j}$ (pour la position) et $A_n^{\text{Ref } j}$ (pour l'intensité). Le produit cartésien $A^{\text{Ref } j} = A_p^{\text{Ref } j} \times A_n^{\text{Ref } j}$ n'est rien d'autre que la projection de la relation précédente sur le spectre contenant le Pic i . Parmi les m pics, celui qui aura le plus fort

degré d'identification sera identifié à Ref j et on recommence cette opération pour chaque pic de référence et pour chaque spectre. La figure II.17 illustre cette méthode dans le cas simple où l'on ne considère que la position. Par ailleurs, on peut facilement affiner cette méthode en l'étendant à plus de deux dimensions (position et intensité) en prenant en compte dans l'identification, par exemple, l'écart avec le plus proche voisin.

b) Détail de l'implémentation

Notre programme se présente sous la forme d'un script compilé ROOT [37] où l'on a utilisé les bibliothèques liées à ce programme particulièrement adapté à l'analyse de données en physique. La procédure de recherche automatique des pics a été incluse dans les bibliothèques ROOT par Morháč [38] pour trouver des pics dans un spectre γ sans besoin de soustraction de fond. Les caractéristiques des sous-ensembles sont lues à partir d'un fichier de configuration.

c) Résultat : 239 détecteurs calibrés en moins d'une demi heure !

Nous avons testé notre méthode avec une calibration 4 MeV et une calibration 20 MeV. La calibration 4 MeV a été réalisée avec deux sources différentes : ^{152}Eu et ^{56}Co .

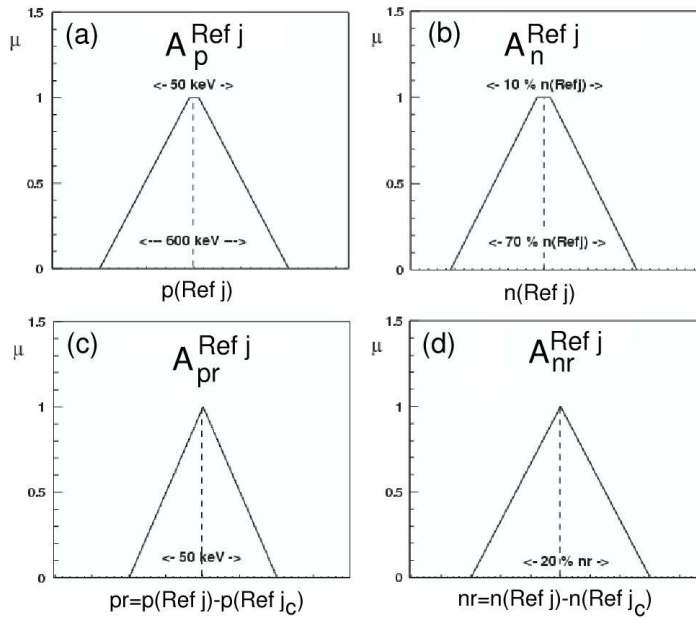


FIG. II.18 – Caractéristiques des sous-ensembles associés à la position (a) et à l'intensité (b). Les sous-ensembles (c) et (d) correspondent à la position relative et à l'intensité relative d'un pic de référence par rapport à son plus proche voisin : deux conditions supplémentaires pour optimiser les résultats de notre méthode.

Onze pics de référence ont été utilisés dans le spectre du premier détecteur tronconique T0. Les caractéristiques des sous-ensembles utilisés sont présentées sur la figure II.18. Seule la source de Cobalt a été utilisée pour la calibration 20 MeV avec 7 pics de référence. Le spectre de référence utilisé est celui du premier détecteur tronconique pour lequel nous avons dû établir une correspondance entre la position des pics et leur énergie tabulée (cf. le spectre du haut de la figure II.19). Le spectre du bas de la figure II.19 illustre le résultat de la calibration automatique 4 MeV pour le détecteur C4f (6ème cristal du 4ème cluster). Les 37 triangles représentent le résultat de la recherche automatique de pics. Parmi ces 37 pics, les onze pics de référence ont tous été retrouvés et le résultat de cette identification est indiqué sur la figure pour certains d'entre eux. Par exemple, le Pic 6 a été identifié au pic de référence 5 avec un degré d'identification de 86%, P6=Ref5(80%).

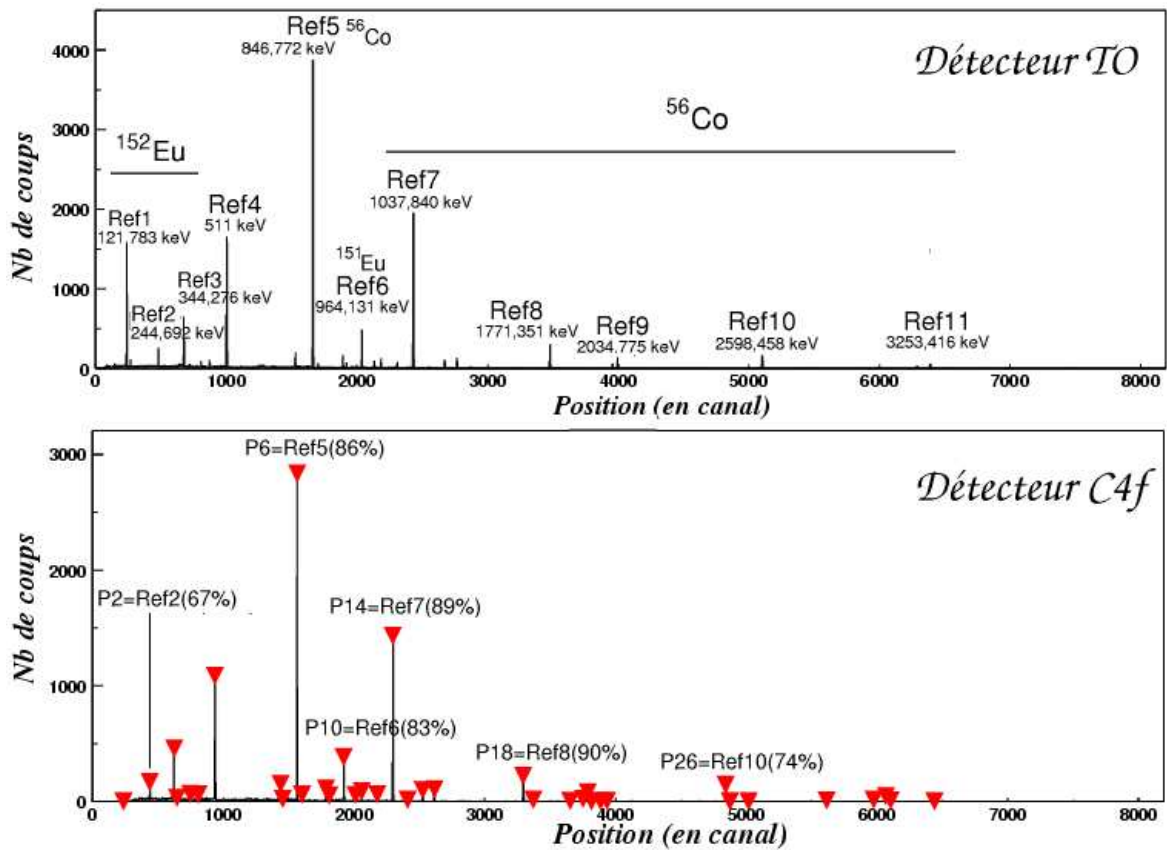


FIG. II.19 – Spectres de deux sources ^{152}Eu et ^{56}Co . En haut : le spectre de référence (détecteur T0) avec la correspondance entre la position des pics et l'énergie tabulée; en bas : résultat de notre procédure d'identification et de recherche automatique. Les triangles signalent les pics trouvés. On y a indiqué également le degré d'identification de certains avec les pics de référence; ainsi le 6ème pic trouvé correspond au pic de référence Ref5 avec un degré d'identification de 86%, P6=Ref5(86%).

Les résultats généraux des calibrations 4 MeV et 20 MeV sont montrés dans le tableau II.4. Pour la première calibration, on obtient 97,7 % de réussite et dans la seconde 97,9 % ; c'est-à-dire que, respectivement, 233 et 234 détecteurs ont pu être calibrés de façon automatique sans aucune intervention humaine. Il est à noter que les 6 ou 5 autres détecteurs présentant des erreurs ne seront de toute façon pas gardés dans la suite de l'analyse à cause d'une trop mauvaise résolution en énergie.

	Bon	Mauvais
Calibration 4 MeV (11 pics de référence)	233 - 97,5 % (222 - 92,9 %)	6 - 2,5 % -
Calibration 20 MeV (7 pics de référence)	234 - 97,9 % (213 - 86,6 %)	5 - 2,1 % -

TAB. II.4 – Résultat de la calibration automatique 4 MeV et 20 MeV avec le nombre et le pourcentage de détecteurs ayant pu être correctement calibrés. En parenthèse, le nombre et le pourcentage de détecteurs pour lesquels tous les pics de référence ont tous été correctement identifiés.

Technique rapide (on fait désormais en moins d'une demi heure un travail qui demandait trois semaines auparavant⁷), simple (procédure entièrement automatique sans traitement mathématique complexe), dont l'algorithme peut être facilement amélioré (on peut de façon très simple affiner la méthode en ajoutant des critères de décision supplémentaires), notre algorithme requiert néanmoins une vérification visuelle, détecteur après détecteur, pour s'assurer d'une bonne identification des pics. On pourrait imaginer, pour les multidétecteurs de future génération comme AGATA [39] ou GRETA [40], qui auront plus de 6000 voies électroniques, améliorer le code et utiliser un véritable algorithme de logique floue permettant, en plus de la calibration, de classifier les spectres en terme, par exemple, de résolution pour se libérer de la contrainte de la vérification visuelle.

⁷La vérification de la dérive des gains au cours du temps doit encore être faite à la main

II.4.2 Techniques usuelles

II.4.2.1 Filtrage en temps

Une fois les énergies et les temps de tous les détecteurs alignés, on appose souvent une coupure en temps. Cela a pour but d'éliminer les rayonnements γ retardés issus d'états isomériques ou des réactions de diffusion $n \rightarrow n' + \gamma$ (à l'origine des bosses neutrons vers 600 keV et 850 keV) ou les rayonnements γ fortuits. On notera que les transitions de basse énergie sont systématiquement retardées elles aussi, la collection de charges se faisant plus lentement sur les bords du germanium.

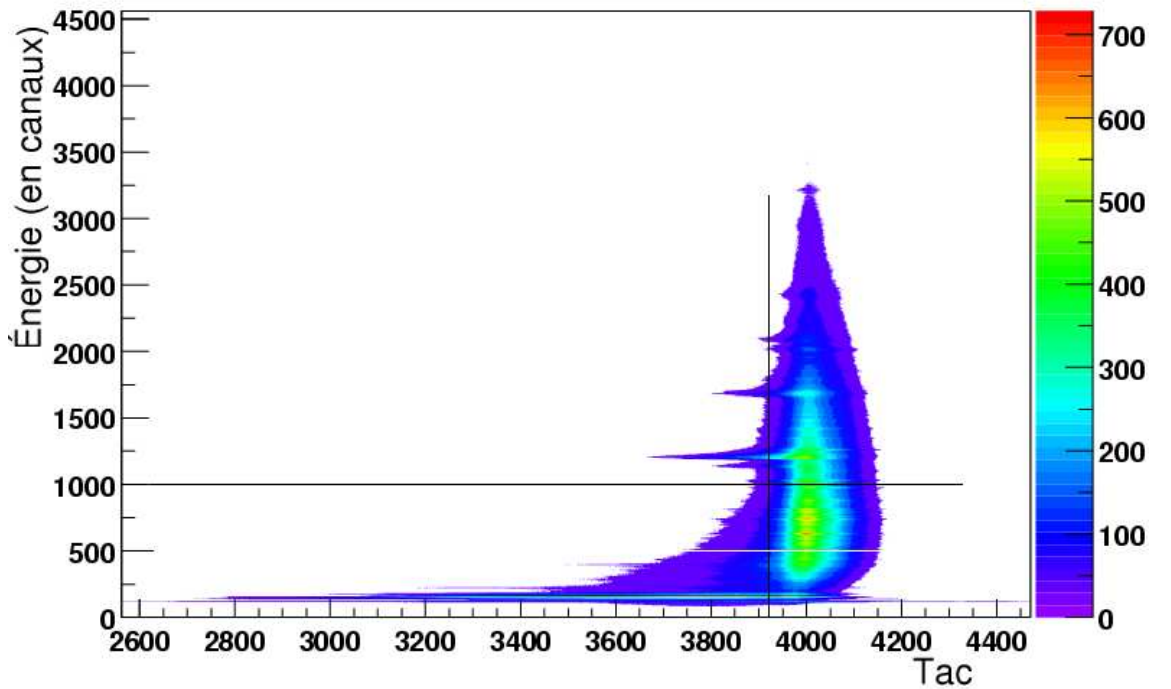


FIG. II.20 – Matrice (énergie 4 MeV-TAC) des données de l'expérience ^{196}Bi (chapitre 5). On aperçoit très clairement la position des bosses neutrons et le retard des transitions γ de basse énergie.

À partir d'une matrice (énergie-temps), on peut rapidement déterminer quelle sera la meilleure coupure en temps pour ne garder que les rayonnements γ prompts en cherchant à éliminer les bosses neutrons (tout en faisant en sorte de garder les rayonnements γ prompts de basse énergie particulièrement importants pour l'étude de la superdéformation dans la zone $A \sim 190$) et à réduire la contribution due aux rayonnements γ fortuits. La figure II.20 représente la matrice (énergie 4 MeV-TAC) de l'expérience ^{196}Bi qui sera présentée dans le chapitre 5 ; les énergies ne sont gardées que si le TAC, précédemment défini, est

supérieur à 3920 canaux et inférieur à 4400 canaux ou si l'énergie est inférieure à 500 keV et le TAC est inférieur à 4400 canaux.

II.4.2.2 Reconstruction des énergies pour les détecteurs composites

Les détecteurs clovers et clusters sont composés de respectivement 4 et 7 cristaux entre lesquels un photon pourra diffuser. S'il n'a pas été détecté dans un cristal BGO, il a déposé la totalité de son énergie dans le détecteur et c'est à ce niveau qu'intervient la procédure de sommation ou add-back évoquée lors de la description des différents types de détecteurs Ge au cours de la section II.3.1. Le gain en efficacité par rapport à un fonctionnement d'un clover ou d'un cluster en mode simple définit le facteur d'add-back F :

$$F = \frac{(\epsilon_{\text{ph}})_{C=1} + (\epsilon_{\text{ph}})_{C>1}}{(\epsilon_{\text{ph}})_{C=1}}$$

C est le nombre de cristaux. Pour un photon de 1,33 MeV, F est égal à 1,53 pour un clover et à 1,44 pour un cluster [21, 23].

→ Procédure de sommation pour les clovers (cf. figure II.21) : parmi les cinq configurations élémentaires, on ne retient que les cas où soit un seul cristal est touché (70 % des cas⁸) où soit deux cristaux adjacents sont touchés (20 % des cas; on utilisera, pour la correction Doppler, l'angle moyen entre les deux cristaux). Les autres cas, à savoir 3 ou

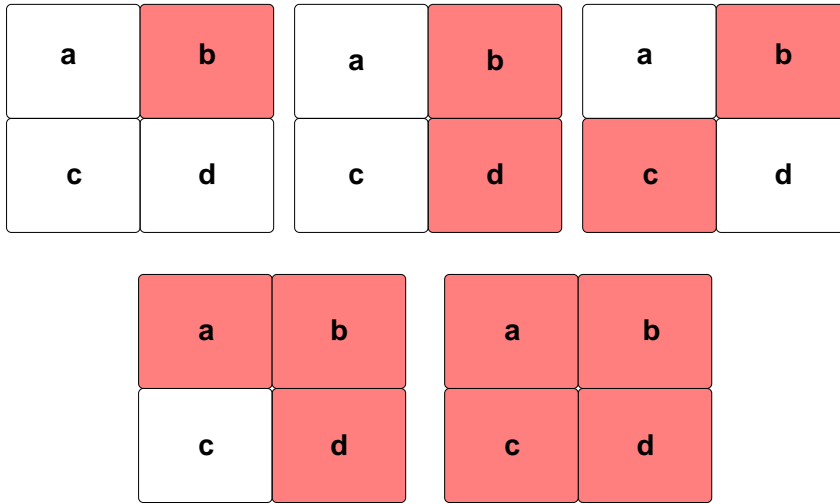


FIG. II.21 – Représentation des 5 configurations élémentaires d'un clover. La sommation n'est effectuée que dans le cas de deux cristaux adjacents touchés.

4 cristaux touchés ou deux pétales diagonaux, bien que rares, sont éliminés pour qu'ils

⁸Ces estimations ont été faites avec une source de ^{60}Co [41, 42]

ne contribuent pas au fond, la probabilité que ces événements soient dus à deux photons distincts devenant prépondérante.

→ Procédure de sommation pour les clusters (cf. figure II.22) : nous devons traiter ici 12 configurations élémentaires. Les configurations à un cristal (75 %) ou à deux cristaux adjacents (22 %) représentent la majorité des cas et sont les seules généralement prises en compte dans les analyses. Lorsqu'au moins deux cristaux non adjacents sont touchés, l'événement est rejeté. Notons que lorsque certains pétales délivrent un signal inutilisable,

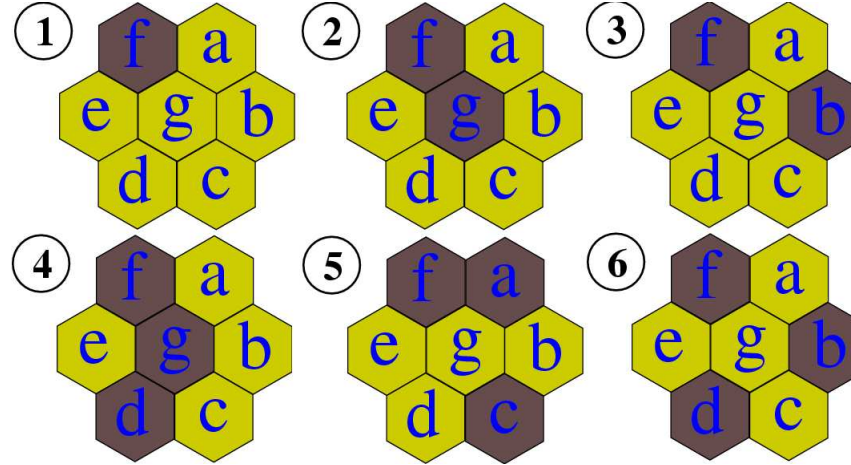


FIG. II.22 – Six (les plus importantes) des 12 représentations élémentaires pour un détecteur cluster. Le cas 1 est retenu et la sommation est effectuée uniquement pour le cas 2.

on peut néanmoins se servir d'eux comme veto anti-Compton [41]. Pour une sommation correcte, si un pétale ne délivre pas de signal, les informations en énergie des signaux adjacents sont inutilisables ; cela n'est pas appliquée de façon systématique mais démontre l'importance d'avoir un cristal central en bon état de fonctionnement.

II.4.2.3 Stockage des événements

Ayant désormais à notre disposition ces données pré-traitées, nous allons pouvoir les compacter sur disque dur ou sur DLT afin de pouvoir les lire assez rapidement et facilement. Il s'agit, en fait, de ne garder que les informations utiles à l'analyse proprement dite comme la multiplicité de l'événement, l'énergie et le numéro du détecteur touché (si l'on veut faire des mesures de corrélation angulaire ou de polarisation linéaire).

Une autre méthode de stockage des événements permet d'optimiser la lecture des données compactées pour créer les spectres conditionnés dont on parlera dans la partie suivante consacrée aux techniques d'analyse. Il s'agit de la «Database» [43] que nous avons utilisée pour analyser les données de l'expérience présentée au chapitre suivant.

II.5 Techniques d'analyse multidimensionnelle

II.5.1 Techniques usuelles

Après les avoir collectés, pré-traités et stockés, il s'agit maintenant de trier ces événements en fonction de certains critères sur l'énergie des transitions pour construire des histogrammes multidimensionnels et conditionnés dans lesquels les événements répondant à ces critères seront considérés. Rappelons que dans un événement de fold f , les f transitions sont détectées en coïncidence. Une distribution en fold peut être trouvée plus loin au chapitre IV sur la figure IV.2 ; comme on peut le voir, ce fold peut aller jusqu'à 20.

Les histogrammes peuvent être des spectres, des matrices ou des cubes. Pour ranger les événements de haut-fold dans des espaces plus petits (création de spectre conditionné, stockage dans une matrice ou dans un cube,...), on va les décomposer en plusieurs sous-événements de fold plus petit. Reposant sur une combinatoire, chaque événement de fold n générera $C_m^n = \frac{n!}{m!(n-m)!}$ sous événements de fold m (inférieur à n) qu'il conviendra de traiter correctement pour éviter l'apparition de pics artefacts appelés «spikes» quand on veut conditionner des histogrammes. Les deux techniques classiques (reposant sur une simple déconvolution) et dites «anti-spikes» seront développées successivement dans la section suivante.

II.5.1.1 Méthodes de rangement dans un espace de dimension m : techniques classique et «anti-spikes»

De façon générale, on considérera la création d'un spectre à m dimensions. Un événement de fold n ne sera incrémenté dans ce spectre que si un minimum de p conditions en énergies sont remplies. On peut, par exemple, demander que p énergies de l'événement appartiennent à des fenêtres en énergies données : si l'on met une fenêtre en énergie autour d'une énergie A , on dira que l'on a mis une «gate» sur A . Comme on le verra plus loin, d'autres méthodes basées sur l'utilisation de la logique floue ou de filtres comme critères de décision permettent également de conditionner les spectres (cf. partie II.5.2).

Il va donc s'agir de déconvoluer chaque événement de fold n en sous-événements de fold $(m + p)$. Chacun de ces sous-événements sera, à nouveau, déconvoluer en m sous-sous-événements. La technique classique se contente d'incrémenter ces sous-sous-événements si les p énergies restantes du sous-événement originel répondent aux critères de sélection ; les événements de haut-fold, bien que rares, introduisent donc une sur-représentation de certaines énergies (ce sont les «spikes» de premier ordre) qui peut être dommageable pour la qualité du spectre. Pour éviter cette re-déconvolution et la génération de «spikes», toujours en fonction des mêmes p conditions, chaque événement sera directement déconvolué

en m sous-événements qui seront incrémentés (i.e. on rajoutera un coup dans le spectre aux m énergies correspondantes) suivant la procédure suivante [44] :

- Si seulement p conditions sont satisfaites, on incrémente seulement les m -tuples ayant des énergies ne répondant pas aux critères.
- Si $p + m$ conditions sont satisfaites, tous les m -tuples sont incrémentés une seule et unique fois.
- Avec k strictement inférieur à p , si $p + k$ conditions sont satisfaites, on incrémente uniquement les m -tuples dont au mieux k des énergies remplissent les critères donnés.

Exemple :

On cherche à créer une matrice ($m=2$) conditionnée 3 fois ($p=3$). L'incrémentation des couples se fera suivant les règles suivantes :

- Si le nombre d'énergie satisfaisant les conditions données est égal exactement à 3, seulement les couples déconvolués à partir des énergies ne satisfaisant pas aux critères seront incrémentés.
- Si le nombre d'énergie satisfaisant les conditions données est supérieur ou égal à 5 ($p+2$) alors tous les couples sont incrémentés.
- Si le nombre d'énergie satisfaisant les conditions données est égal exactement à 4 ($p+1$) alors uniquement les couples contenant une ou aucune énergie satisfaisant les conditions données sont incrémentés.

On notera que la projection d'une matrice incrémentée de cette façon sur un spectre peut néanmoins introduire des «spikes» dits de deuxième espèce. L'intensité est alors différente suivant la projection effectuée et les énergies qui seront dans la liste des gates auront une intensité différente de celles des énergies qui ne le sont pas [41, 45]

II.5.1.2 Soustraction du fond

Comme l'augmentation du conditionnement des spectres réduit le bruit de fond au détriment de la statistique, il est parfois indispensable, pour nettoyer les spectres d'événements de très faible intensité ne pouvant être conditionnés que 2 ou 3 fois, d'utiliser certaines techniques de soustraction de fond. Dans le cas d'expérience de haut-fold, on se contente de soustraire à un spectre n fois conditionné un pourcentage du spectre $(n - 1)$ fois conditionné. Dans le cas d'un spectre 2 fois conditionné, cela donnera :

$$\begin{aligned} &\text{Spectre en coïncidence avec } E_1 \text{ et } E_2 \text{ avec fond soustrait} \\ &= \text{spectre en coïncidence avec } E_1 \text{ et } E_2 \\ &- C \times (\text{spectre de projection à une dimension en coïncidence avec } E_1 \text{ ou } E_2) \end{aligned}$$

Cette formule est une approximation largement usitée d'une méthode appliquée au cas de spectre 2 fois conditionné, méthode plus complexe dite «de Crowell» [46] où on aura :

$$\begin{aligned} &\text{Spectre en coïncidence avec } E_1 \text{ et } E_2 \text{ avec fond soustrait} \\ &= \text{spectre en coïncidence avec } E_1 \text{ et } E_2 \\ &- C_1 \times (\text{spectre de projection à une dimension en coïncidence avec } E_1) \\ &- C_2 \times (\text{spectre de projection à une dimension en coïncidence avec } E_2) \\ &+ C_3 \times (\text{spectre de projection totale à une dimension}) \end{aligned}$$

les coefficients C_i étant déterminés pour chaque paire (E_i, E_j) par une procédure de type χ^2 [46, 22, 41].

II.5.2 Nouvelle technique : extension des «gates» classiques grâce à l'utilisation de la logique floue

Avec les gates classiques, la façon de traiter chaque événement (E_1, E_2, \dots, E_n) et le choix d'incrémenter ou non l'une de ses énergies $E_{i=1,2,\dots,n}$ reposait sur l'évaluation de la somme :

$$S_i = \sum_{j=1, \dots, n}^{j \neq i} p(E_j) \quad (\text{II.2})$$

$p(E_j)$ étant une fonction binaire égale à 1 si E_j est dans une gate ou 0 dans le cas contraire.

Les gates «rectangulaires» ne permettant pas de tenir compte du fait que l'énergie E_j soit au bord ou au centre de la gate, certains auteurs ont développé de nouvelles méthodes comme les gates «sphériques» [47] ou le «Gamma-Ray Filtering» (GRF) [48]. Les résultats du GRF illustrés par la figure II.23 vont dans le sens d'une amélioration en terme de sélection des événements en raison du très bon rapport PT.

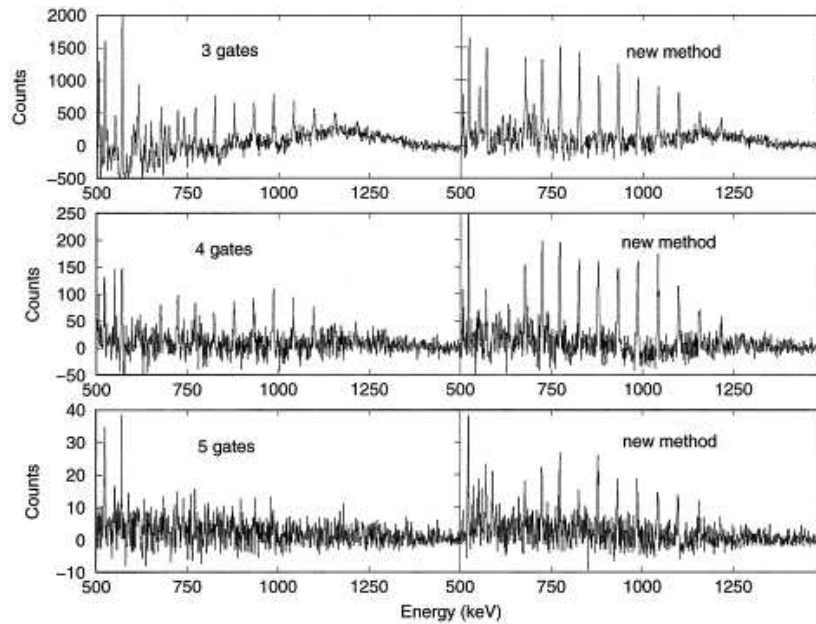


FIG. II.23 – Illustration de la méthode GRF : les figures à droite sont les spectres de la bande triaxiale de ^{168}Hf obtenus avec la GRF. On peut voir en comparaison, sur les figures à gauche, les spectres obtenus en conditionnant 3, 4 et 5 fois avec des gates traditionnelles [48].

Ici, nous allons nous inspirer de ces travaux antérieurs pour étendre les gates classiques grâce à l'utilisation de la logique floue. Le principe est de remplacer un ensemble de gates classiques par un sous-ensemble flou. Le choix ou non d'incrémenter un événement dépendra du degré avec lequel le reste de l'événement peut être considéré comme provenant

d'une désexcitation étudiée ou non. Ce degré (qu'on appelle «score») peut dépendre d'un nombre non-exhaustif de facteurs de décision et se calcule suivant l'arithmétique des sous-ensembles flous donnée précédemment (section II.4.1.1). Le programme que nous avons développé, reposant sur la logique floue, permet d'utiliser des gates continues de formes gaussiennes ou des gates discontinues trapézoïdales ou classiques (rectangulaires). À partir de ces formes de base paramétrisables, l'utilisateur n'a plus qu'à définir un ensemble de gates dans un fichier d'initialisation. Le sous-ensemble total est construit comme étant l'union de tous ces sous-ensembles. Comme on le voit, la notion de gates non-rectangles s'intègre de façon naturelle dans ce formalisme.

Pour illustrer notre méthode, nous avons créé des spectres conditionnés de la bande dipolaire du noyau ^{196}Bi avec des gates traditionnelles (de largeur 3 keV) et des gaussiennes (de largeur à mi-hauteur 5 keV correspondant à la résolution moyenne d'un pic sous faisceau). Pour ces dernières, le sous-ensemble utilisé est présenté sur la figure II.24. Les résultats sont représentés sur la figure II.25.

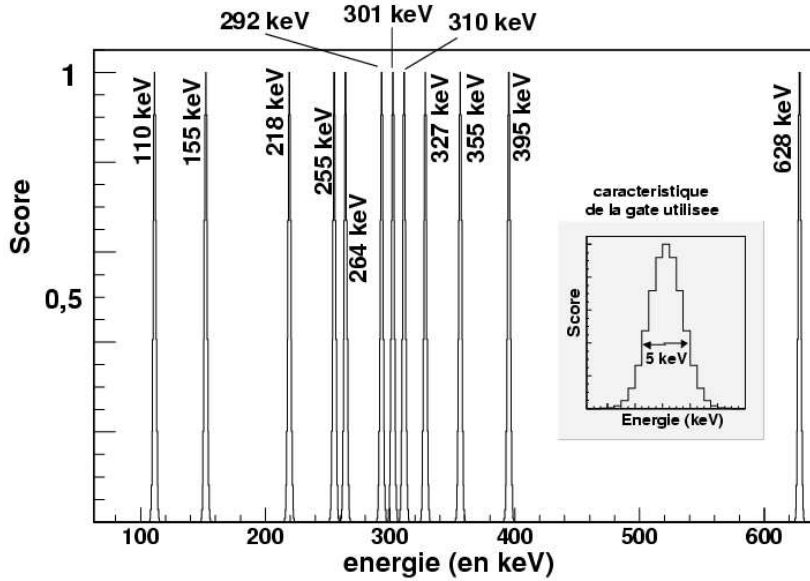


FIG. II.24 – Sous-ensemble flou utilisé pour conditionner avec des gates gaussiennes la bande dipolaire du noyau ^{196}Bi .

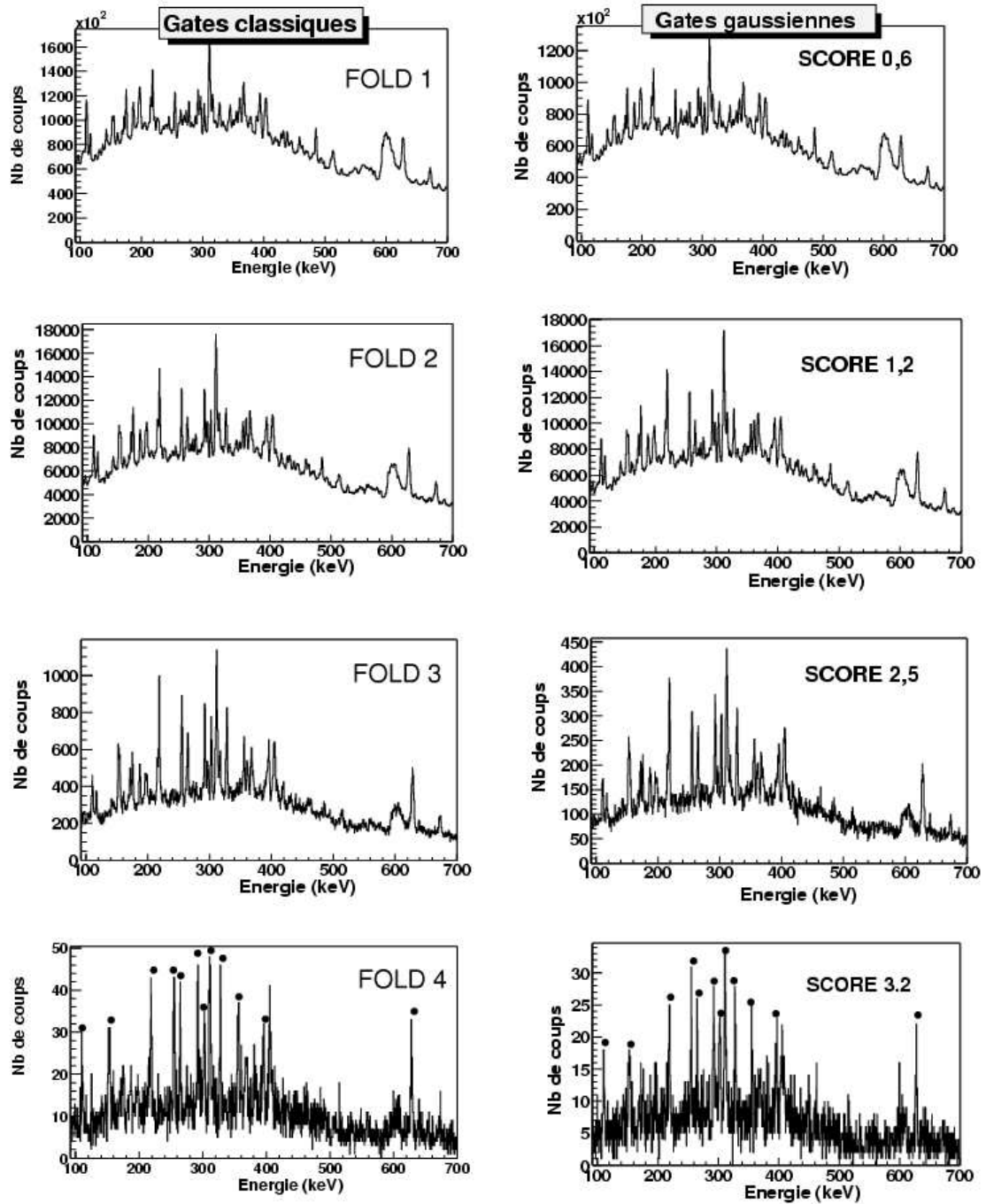


FIG. II.25 – Spectres conditionnés sans soustraction de fond sur une bande dipolaire du noyau ^{196}Bi : comparaison entre l'utilisation de gates traditionnelles (à gauche) et celle de sous-ensembles flous gaussiens (à droite) pour plusieurs valeurs de folds et de scores. Pour les deux derniers spectres, les énergies sur lesquelles ces spectres ont été conditionnés sont indiquées par des cercles.

On remarque que, pour les scores 0,6 et 1,2 et les folds 1 et 2, l'utilisation de gates gaussiennes permet d'obtenir des résultats aussi bon que les gates classiques en terme de statistique et de rapport PT avec un conditionnement moindre (cf. tableau II.5.2). La soustraction de fond employée avec les sous-ensembles gaussiens est inspirée de celle

	Gates traditionnelles	Gates gaussiennes
	Fold = 1	Score = 0,6
Nb de coups maximum	$1,2 \times 10^5$	$9,0 \times 10^4$
Rapport PT	1,35(1)	1,4(1)
	Fold = 2	Score = 1,2
Nb de coups maximum	$1,1 \times 10^4$	$1,0 \times 10^4$
Rapport PT	1,6(1)	1,5(1)
	Fold = 3	Score = 2,5
Nb de coups maximum	$6,3 \times 10^3$	$5,8 \times 10^3$
Rapport PT	2,0(1)	1,6(1)
	Fold = 4	Score = 3,2
Nb de coups maximum	$4,1 \times 10^2$	$2,7 \times 10^2$
Rapport PT	3,2(1)	2,1(1)

TAB. II.5 – Nombre de coups maximum et rapport PT pour une transition yrast à 405 keV correspondant aux différents folds et scores des spectres de la figure II.25.

utilisée avec les gates classiques présentée plus haut. Par exemple pour soustraire le fond du spectre conditionné avec le score 1,2 nous lui avons soustrait une fraction du spectre conditionné avec un score de 0,6. Le résultat d'une telle méthode est illustré avec le spectre du bas de la figure II.26 qui présente, à statistique comparable, une qualité légèrement supérieure à celle d'un spectre de fold de 2 avec un fond soustrait (le spectre du haut de la figure II.26) : le fond est un peu moins important et le rapport PT meilleur. Pour une soustraction de fond moins grossière, nous pouvons imaginer généraliser la méthode de Crowell limitée à des folds discrets à des scores continus. Ce travail est le deuxième exemple de l'utilisation de la logique floue en ce qui concerne les techniques d'analyse. Des tests sont actuellement en cours concernant la recherche de bandes SD pour appliquer cela au stockage des données : un événement n'étant considéré et écrit sur disque que s'il a, de part les écarts en énergie, une forte probabilité d'être un événement SD. Cela permettrait d'accroître l'efficacité de la procédure de recherche de bandes SD expliquée dessous.

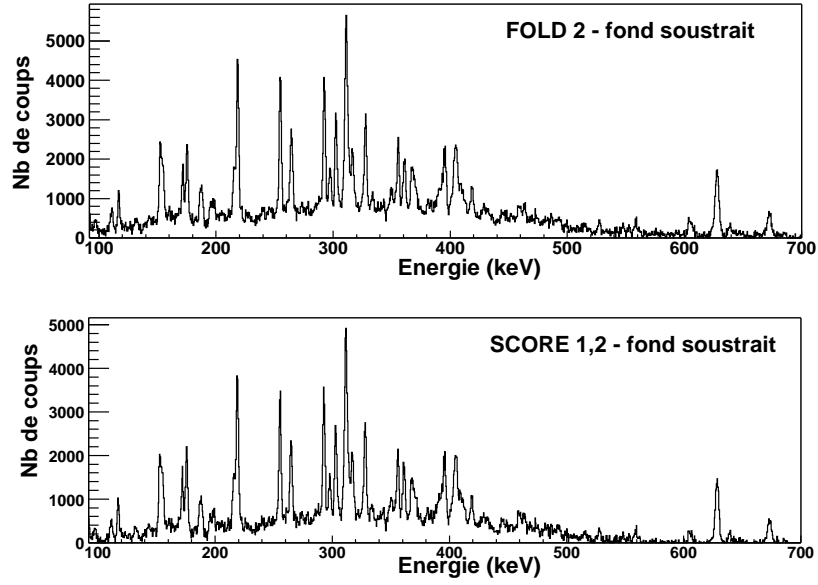


FIG. II.26 – Spectres conditionnés et fonds soustraits sur la bande dipolaire du noyau ^{196}Bi . En haut : gates classiques et fold de 3 ; en bas : gates gaussiennes et score de 1,2.

II.5.3 Recherche de nouvelles bandes superdéformées

Les bandes superdéformées dont nous verrons de nombreux exemples par la suite, sont caractérisées sur un spectre en énergie par une série de pics régulièrement espacés, l'espacement étant relié au moment d'inertie du noyau. Pour les noyaux SD de la zone de masse $A \sim 190$, le moment d'inertie dynamique vaut en moyenne $110 \hbar^2 \cdot \text{MeV}^{-1}$ et conduit à des espacements compris entre 35 et 45 keV.

À partir de cette caractéristique générale des bandes SD de cette région, une recherche par balayage automatique a été utilisée pour découvrir des nouvelles structures de ce type. Au départ, il suffit de choisir une transition initiale ainsi qu'un moment d'inertie pour générer une liste de fenêtres. Il y a trois fenêtres de largeurs 8, 12 et 16 canaux situées de part et d'autre de la transition initiale et espacées en énergie d'une valeur variant entre 35 et 45 keV. On balayera ensuite tout le domaine énergétique de la superdéformation en faisant varier la valeur de la transition initiale (entre 200 keV et 700 keV). À la fin, nous avons à notre disposition 4500 spectres conditionnés trois fois correspondant aux 9 espacements et aux 500 choix possibles concernant la valeur de la transition initiale. Étant donné le grand nombre de spectres, un programme de soustraction de fond et de reconnaissance automatique de pics utilisant les routines de la librairie RADWARE [49] a été créé afin d'attribuer un coefficient de confiance à chacun. Ceux qui possèdent un coefficient de confiance élevé sont retenus.

Les candidats sont ensuite étudiés de façon détaillée en ajustant les fenêtres afin de faire

ressortir au mieux l'éventuelle structure SD.

C'est grâce à cette technique que nous avons mis en évidence les six nouvelles SD des isotopes $^{197,198}\text{Pb}$ dont nous parlerons au chapitre suivant.

II.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons évoqué les principales caractéristiques des multidétecteurs γ et dégagé en quoi EUROBALL IV et EXOGAM sont particulièrement adaptés à l'étude respectivement des événements peu intenses de grande multiplicité et des événements rares de basse multiplicité.

Nous avons également rappelé brièvement les techniques usuelles de pré-analyse et d'analyse. Une grande place a été faite à la description des nouvelles méthodes développées par notre groupe basées sur l'utilisation des sous-ensembles flous concernant la calibration automatique des détecteurs et le conditionnement des spectres. Ce formalisme largement utilisé actuellement dans le domaine de l'industrie devrait trouver un large écho favorable au sein de la communauté, lancée dans les projets européen et américain AGATA et GRETA de futurs multidétecteurs basés sur le «tracking γ », et au-delà.

Chapitre III

$^{197,198}\text{Pb}$: Identification de nouvelles bandes superdéformées et mise en évidence d'un mode exotique de vibration octupolaire

Cette partie a pour but de rapporter l'analyse et les résultats d'une expérience menée auprès du multidétecteur EUROBALL IV où ont été peuplés les états de hauts spins des isotopes $^{197,198}\text{Pb}$ [50, 51] via la réaction de fusion-évaporation $^{186}\text{W}(^{18}\text{O}, 7-6n)$ à 117 MeV. Après un rapide rappel au sujet de la «superdéformation» nucléaire, nous verrons en quoi cette expérience nous a permis d'établir une spectroscopie détaillée à l'intérieur des puits superdéformés de ces deux noyaux et notamment de mettre en évidence un mode exotique de vibration octupolaire construite sur des formes superdéformées.

III.1 Présentation de l'expérience et résultats

III.1.1 Dispositif expérimental

La réaction $^{186}\text{W}(^{18}\text{O}, 6-7n)$ a été étudiée grâce au code Monte-Carlo PACE [52] permettant de simuler la fission du noyau composé et l'évaporation de particules légères (p, n et α) de manière statistique ; on arrive ainsi à prévoir les principales voies de réaction qui seront peuplées par fusion-évaporation (cf. figure III.1 et tableau III.1). La section efficace de production prédite pour ^{197}Pb étant de 337 mb à 117 MeV, notre expérience s'est déroulée sur une durée de six jours pour avoir assez de statistique. L'énergie d'excitation du noyau composé était de 89 MeV et le moment angulaire maximum transféré de $58 \hbar$.

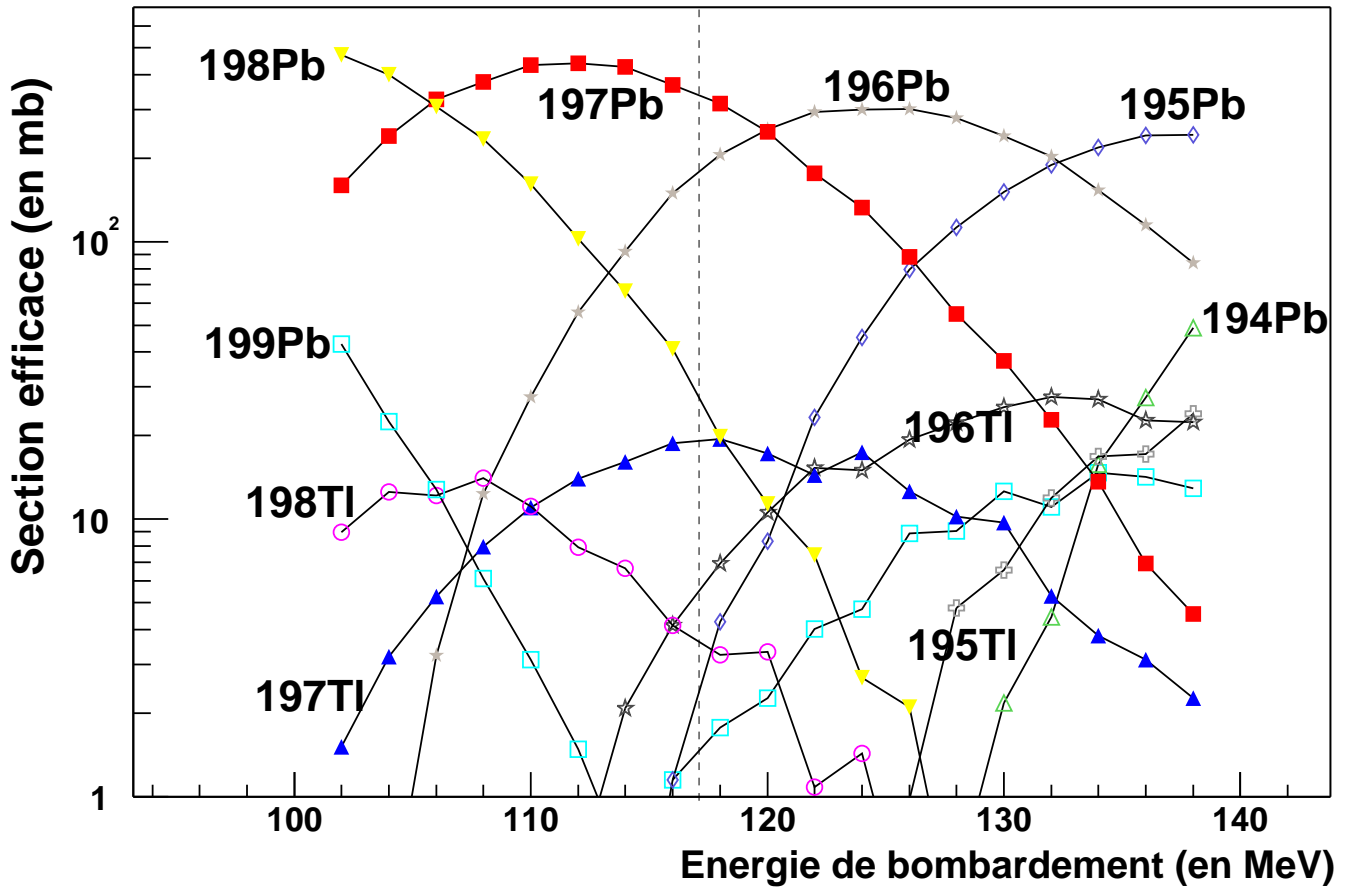


FIG. III.1 – Sections efficaces de production des principaux noyaux formés par fusion-évaporation dans la réaction $^{18}\text{O}+^{186}\text{W}$ estimées avec le code de fusion-évaporation PACE[52]. La barre verticale précise l'énergie de bombardement expérimentale choisie.

Le faisceau de ^{18}O délivré par le VIVITRON avait une intensité de 3 nAp et bombardait deux cibles minces auto-supportées de ^{186}W ayant une épaisseur de $200\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ chacune. Le choix d'utiliser des cibles minces a été gouverné par les objectifs principaux de l'expérience : la mise en évidence de «cross-talks» (transitions $\Delta I = 1$ entre deux bandes SD partenaires de signature) et la recherche de bandes SD excitées. Le fait d'avoir une émission en vol des transitions SD permet d'effectuer une correction Doppler identique quelle que soit l'énergie sans avoir une perte importante de la résolution puisque l'élargissement Doppler, maximal à 90° , est faible et même négligeable pour des énergies jusqu'à environ 500 keV (on rappelle que les énergies des transitions SD dans la zone de masse $A \sim 190$ sont très basses). L'utilisation d'une cible épaisse se justifie plus lors de la recherche de transition de lien SD-ND (normalement déformé), où les énergies mises en jeu peuvent être de plusieurs MeV. Ces transitions sont de très faible intensité et moins efficacement

Voie de réaction	Pourcentage	section efficace de production	particules évaporées
total réaction	100 %	1306 mb	-
fission	54 %	716 mb	-
^{197}Pb	25 %	337 mb	7n
^{196}Pb	13 %	180 mb	8n
^{198}Pb	2 %	27 mb	6n
^{197}Tl	1 %	20 mb	6n 1p
^{194}Hg	0,5 %	8 mb	6n 1 α
^{198}Tl	0,5 %	5 mb	5n 1p
^{196}Tl	0,4 %	5 mb	7n 1p
^{195}Pb	0,1 %	1 mb	9n

TAB. III.1 – Tableau récapitulatif des différentes voies peuplées par la réaction $^{18}\text{O}+^{186}\text{W}$ à 117 MeV d'après les prédictions du code PACE[52].

détectées de par leur énergie. Il est donc important de lutter contre l'élargissement Doppler, préjudiciable d'un point de vue statistique, en ralentissant le noyau émetteur.

Les conditions pour prendre en compte un événement étaient d'avoir un fold germanium supérieur ou égal à 4 et une multiplicité pour la boule interne de 8 minimum. Nous avons ainsi sélectionné les événements de haute multiplicité et éliminé en grande partie la fission. Après filtrage en temps, réjection Compton et add-back des clovers et clusters, nous avons obtenu au total 10^9 événements ayant un fold 4 ou plus.

Comme on le voit sur la matrice et les projections en multiplicité et en énergie somme représentées sur la figure III.2, la boule interne ne nous a pas permis de séparer les deux voies $^{197,198}\text{Pb}$. Cela peut s'expliquer par la présence d'isomères dans les deux noyaux ne nous permettant pas de détecter les transitions en aval et, ainsi, de recueillir la totalité de l'énergie émise. Néanmoins, on arrive quand même à remarquer que l'énergie somme et la multiplicité moyenne du noyau ^{198}Pb sont légèrement plus élevées que celles du noyau ^{197}Pb (quand un neutron est émis en moins, le noyau est plus «chaud» puisque la zone d'entrée est située plus haut dans le plan (E,I)).

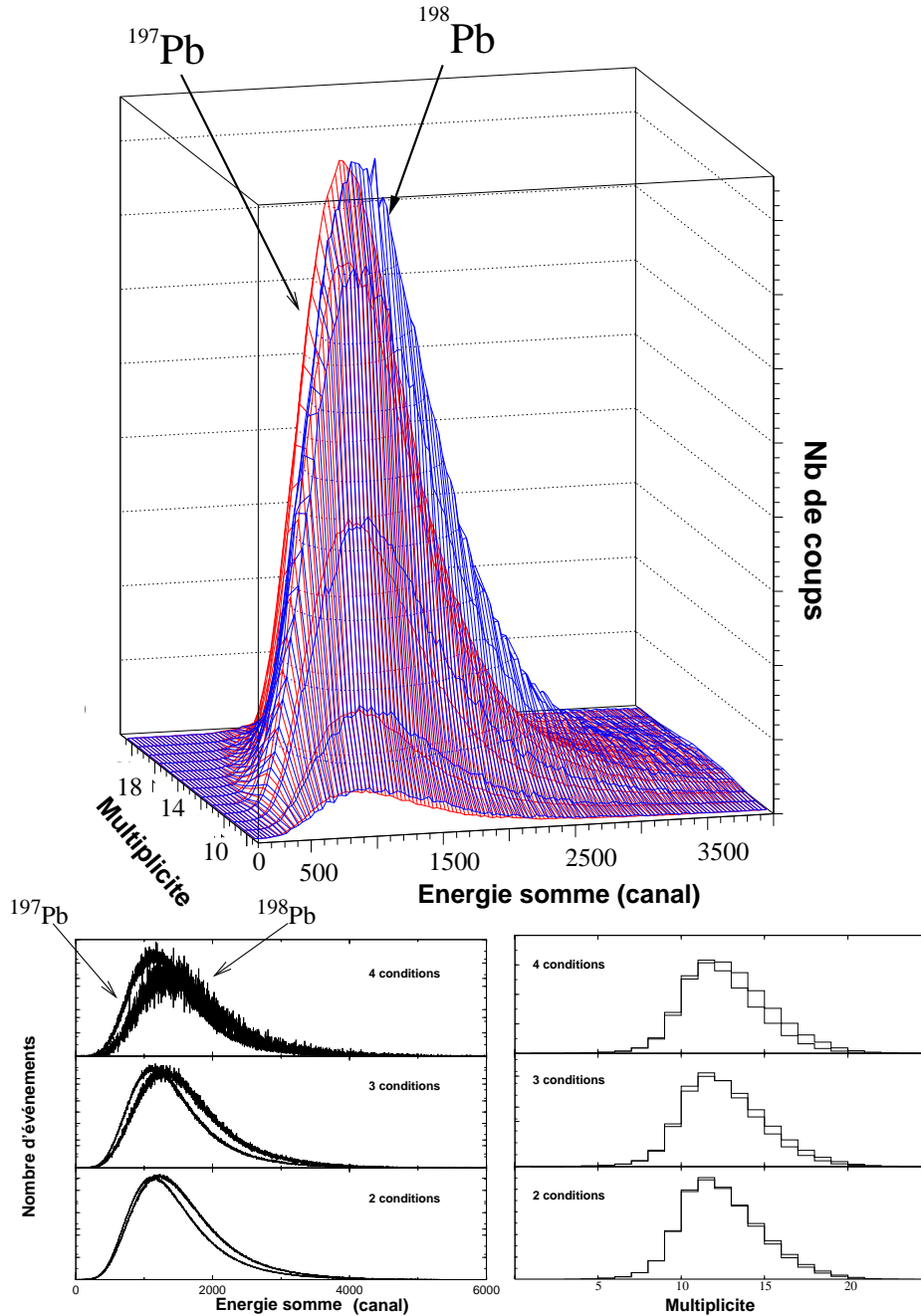


FIG. III.2 – Traitement de la boule interne : matrice et projections en multiplicité et en énergie somme [27]. En ce qui concerne la matrice, trois conditions sur des transitions yrasts ont été imposées pour les deux noyaux afin de ranger les événements. À chaque fois, les échelles des nombres d'événements ne sont pas indiquées puisque les données correspondant aux deux noyaux ont été normalisées.

III.1.2 Résultats précédents

Trois bandes SD étaient connues depuis 1996 grâce l'expérience effectuée par Hibbert *et al.*[53] avec le multidétecteur EUROGAM II. Le VIVITRON avait délivré des faisceaux

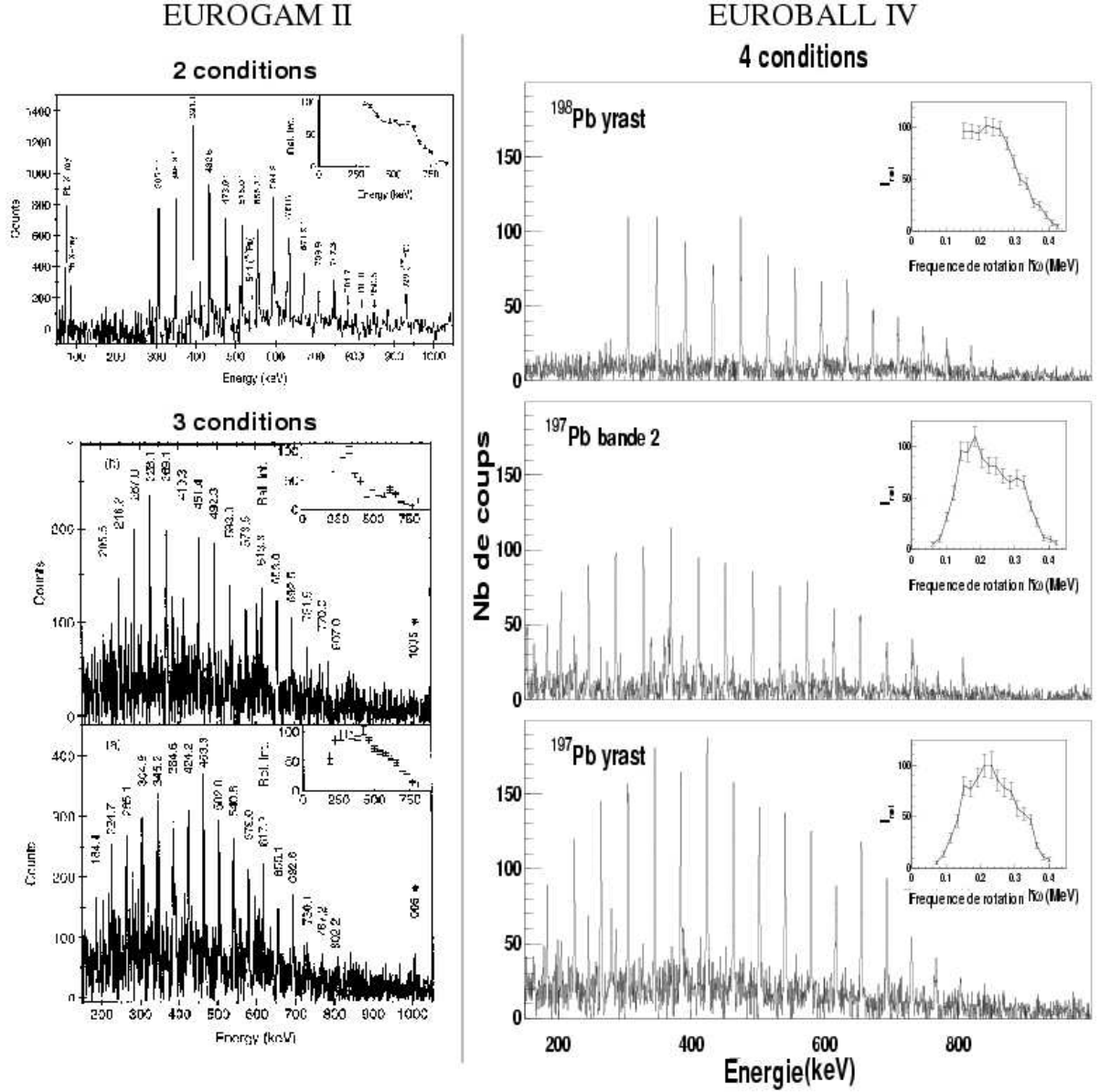


FIG. III.3 – Les anciennes données EUROGAM II à gauche [53] : spectres conditionnés deux fois de la bande SD du noyau ^{198}Pb (en haut) et spectres conditionnés trois fois des deux bandes SD du noyau ^{197}Pb (en bas). Nos nouvelles données EUROBALL IV à droite : en comparaison, les mêmes bandes telles que nous avons pu les mettre en évidence en imposant quatre conditions. Dans l'encart sont donnés les profils d'intensité en fonction de la fréquence de rotation $\hbar\omega$ (ou de l'énergie des transitions à partir de la relation $\hbar\omega = E_\gamma/2$; cf. partie III.1.3.2).

de ^{18}O ayant des énergies de bombardement de 110 et 115 MeV sur 3 cibles de ^{186}W ayant chacune une épaisseur de $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$ montées sur de fins supports en carbone de $20\mu\text{g}/\text{cm}^2$

d'épaisseur. Le nombre d'événements pour l'analyse était de $1,2 \times 10^9$. Deux des bandes (bandes 1, appelée yrast, et 2¹) ont été assignées au noyau ¹⁹⁷Pb et la troisième (bande 1) appartient au noyau ¹⁹⁸Pb. Les spectres des différentes bandes SD sont représentés sur la figure III.3 et les énergies des transitions sont données dans le tableau III.2.

La figure III.3 démontre la grande efficacité d'EUROBALL IV. Le rapport pic/fond de la bande yrast SD de ¹⁹⁷Pb et de sa bande partenaire de signature est passé de 1 à 4-5 ; les profils d'intensité de ces bandes ont aussi pu être déterminés jusqu'à de basses fréquences de rotation (jusqu'à 0,06 MeV en ce qui concerne les bandes 1 et 2 de ¹⁹⁷Pb faisant apparaître nettement le plateau).

¹À partir de ces transitions $\Delta I = 1$ entre ces bandes 1 et 2, appelées «cross-talks», nous pouvons extraire les propriétés magnétiques de la matière superdéformée comme cela est présenté dans l'Annexe A [51].

TAB. III.2 – Tableau récapitulatif concernant les bandes SD de $^{197,198}\text{Pb}$ déjà connues avant notre étude avec l'assignation, le nombre de transitions, le spin estimé du premier état SD d'après de précédentes études et les énergies des transitions en keV [51].

^{197}Pb		^{198}Pb
bande 1	bande 2	bande 1
18	18	15
11/2	9/2	12
(142.6 (5))	(123.0 (5))	304.4 (5)
(183.7 (4))	163.7 (5)	347.7 (5)
223.8 (5)	204.6 (4)	390.3 (4)
264.0 (5)	245.2 (5)	432.4 (5)
304.3 (5)	286.4 (5)	473.8 (5)
344.2 (5)	327.3 (5)	514.6 (5)
383.9 (5)	368.6 (5)	554.8 (5)
423.3 (5)	409.7 (5)	633.4 (5)
462.6 (5)	451.0 (5)	671.8 (5)
501.2 (5)	491.9 (5)	709.4 (5)
540.4 (5)	532.5 (5)	746.7 (5)
578.6 (5)	572.7 (5)	782.7 (5)
616.9 (5)	613.3 (6)	818.5 (6)
654.5 (6)	652.8 (6)	717.7 (9)
692.2 (6)	692.1 (6)	890.0 (8)
729.8 (7)	731.2 (7)	
766.8 (8)	769.5 (8)	
803.1 (10)	807.2 (8)	

TAB. III.3 – Nombres et énergies des transitions (en keV) des nouvelles bandes SD observées de ^{197,198}Pb.

¹⁹⁷ Pb				¹⁹⁸ Pb	
bande 3a	bande 3b	bande 4a	bande 4b	bande2a	bande2b
14	14	14	14	14	13
200.1 (8)	221.8 (5)	237.5 (7)	215.8 (5)	281.4 (6)	215.8 (6)
240.8 (8)	261.8 (5)	279.7 (6)	259.6 (5)	324.1 (5)	259.6 (5)
281.3 (6)	301.7 (5)	322.5 (6)	302.6 (5)	365.6 (5)	302.6 (5)
321.2 (6)	340.6 (5)	364.5 (6)	344.6 (5)	406.7 (5)	344.6 (5)
361.4 (6)	380.7 (5)	405.7 (6)	386.3 (5)	447.9 (5)	386.3 (5)
401.1 (6)	419.4 (5)	445.8 (6)	425.7 (5)	488.2 (5)	428.5 (5)
440.5 (7)	458.6 (5)	485.7 (6)	466.9 (6)	527.9 (5)	468.8 (5)
479.3 (6)	497.8 (5)	525.1 (6)	506.2 (6)	567.2 (5)	508.2 (5)
518.1 (7)	535.6 (5)	563.2 (6)	546.1 (5)	605.4 (5)	547.8 (5)
557.0 (8)	573.4 (5)	600.7 (6)	583.2 (5)	641.8 (5)	586.4 (5)
594.3 (7)	610.4 (5)	636.7 (6)	619.6 (5)	676.3 (5)	623.8 (5)
631.3 (7)	648.1 (5)	670.1 (6)	655.0 (5)	705.7 (5)	660.0 (5)
668.3 (8)	684.1 (6)	701.5 (7)	687.5 (7)	731.7 (5)	695.8 (6)
704.7 (13)	720.5 (10)	732.8 (9)	717.7 (9)	759.1 (6)	

III.1.3 Résultats : Identification de six nouvelles bandes SD

En plus de ces trois bandes, six nouvelles bandes ont été découvertes en pratiquant la procédure de recherche systématique que nous avons décrite au chapitre précédent.

III.1.3.1 Énergies des transitions et intensités des bandes

Les spectres correspondant à ces bandes (2a, 2b, 3a, 3b, 4a et 4b) sont montrés sur la figure III.4 et les énergies des transitions sont données dans le tableau III.3.

Comme on peut le voir sur la figure III.4, les énergies des transitions des bandes 2b, 3b et 4b sont situées au milieu des énergies des transitions correspondantes des bandes, respectivement, 2a, 3a et 4a; on dira qu'elles sont «mid-point»². Ces bandes peuvent donc être groupées en trois paires de bandes partenaires de signature (d'où leur label) comme on le développera ultérieurement.

²Soient deux bandes dont les pics sont espacés de ΔE , ces deux bandes seront dites «mid-point» si, pour chaque pic de la première bande situé à l'énergie E , il lui correspond un pic de la seconde bande situé à l'énergie $E + \frac{\Delta E}{2}$.

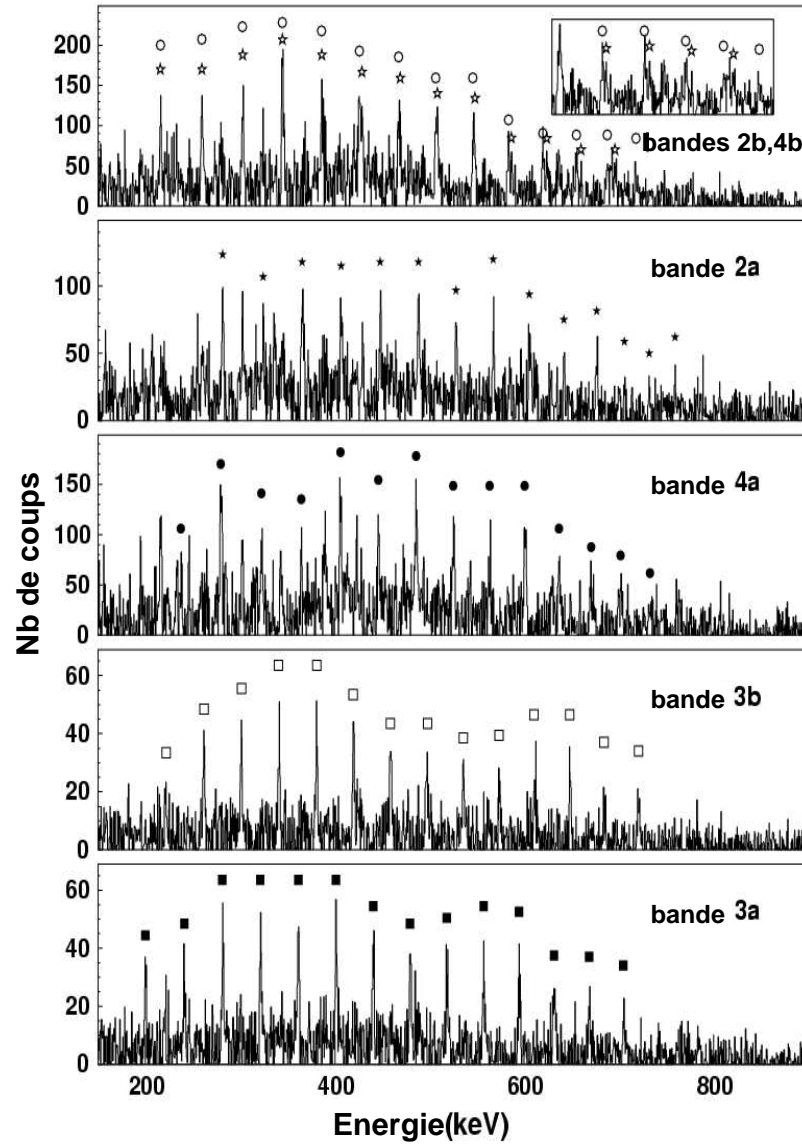


FIG. III.4 – Spectres conditionnés des nouvelles bandes découvertes. Trois conditions ont été demandées pour les spectres des bandes 4a, 4b, 2a et 2b. Pour les bandes 3a et 3b, les spectres ont pu être obtenus en imposant quatre conditions. L'insert en haut est un zoom sur les hautes énergies pour montrer la séparation entre les bandes 2b et 4b.

Comme le montre la figure III.5 à titre d'exemple pour la bande 3a, à partir des transitions X, nous avons pu assigner ces bandes à la série isotopique de plomb ce qui était important puisque les voies proton (avec $^{196,197,198}\text{Tl}$) et α (avec ^{194}Hg) étaient ouvertes même faiblement (se reporter au tableau III.1). Les seules transitions X visibles en coïncidence avec nos nouvelles bandes sont celles des isotopes de plomb ($K_{\alpha_1}=74,969$ keV, $K_{\alpha_2}=72,805$ keV et $K_{\beta_1}=84,938$ keV [54]). Nous avons pu en effet éliminer les X des isotopes de thallium

et de mercure compte tenu de leurs énergies de transition : pour les isotopes de thallium ($K_{\alpha 1}=72,873$ keV, $K_{\alpha 2}=70,832$ keV et $K_{\beta 1}=82,574$ keV [54]) et pour les isotopes de mercure ($K_{\alpha 1}=70,818$ keV, $K_{\alpha 2}=68,894$ keV et $K_{\beta 1}=80,255$ keV [54]).

En ce qui concerne les isotopes de Pb, sont attendus avec la plus grande section efficace de production ¹⁹⁶Pb, ¹⁹⁷Pb et ¹⁹⁸Pb formés via, respectivement, les voies 8n, 7n et 6n. Notons que la voie 8n n'a jamais été observée en SD malgré les prédictions de PACE qu'il faut toujours prendre avec circonspection. On s'attend donc à ce que les 6 nouvelles bandes SD découvertes appartiennent aux deux noyaux ^{197,198}Pb ce qui est confirmé expérimentalement par le fait que les transitions ND yrasts de ces deux noyaux peuvent être observée en coïncidence (cf. figure III.5). Cependant, la présence simultanée des transitions ND yrasts de ^{197,198}Pb (les transitions 1005 keV pour ¹⁹⁷Pb et 929 keV pour ¹⁹⁸Pb comme le montre par exemple le figure III.5 avec la bande 3a) dans les spectres conditionnés des nouvelles bandes résulte d'une forte contamination par les bandes dipolaires de ces deux noyaux (les bandes dipolaires sont des bandes ND dont les transitions sont visibles en énergie entre 100 et 600 keV ; on en comptabilise 8 dans les noyaux ^{197,198}Pb).

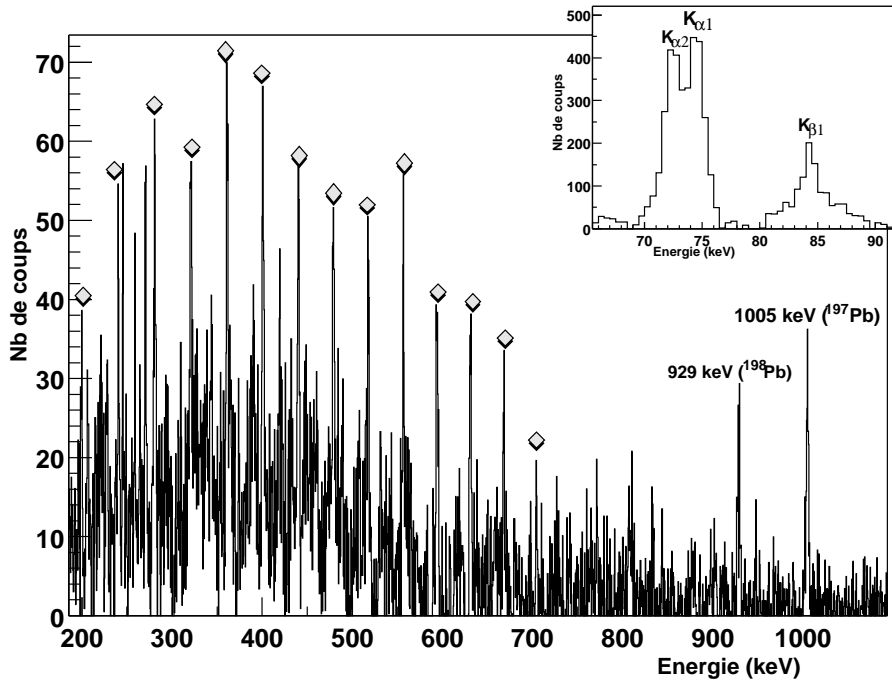


FIG. III.5 – Spectre conditionné 3 fois de la bande SD 3a dont les énergies des transitions sont repérées par les losanges. En insert sont présentées les énergies inférieures à 100 keV où l'on aperçoit en coïncidence avec la bande SD les raies X des isotopes de plomb dont les valeurs sont données dans le texte et deux transitions yrasts ND appartenant aux noyaux ^{197,198}Pb.

Malheureusement, la faible intensité des bandes, l'important bruit de fond dû à la fission et la présence d'états isomériques de longue durée de vie (470 ns dans ¹⁹⁷Pb et 240 ns dans

TAB. III.4 – Intensité relative des nouvelles bandes SD par rapport à celles des bandes SD yrasts des ^{197}Pb et ^{198}Pb .

	Intensité/bande 1 de ^{197}Pb	Intensité/bande 1 de ^{198}Pb
bande 3a et 3b	27(2) %	49(2) %
bande 4a	9(2) %	22(4) %
bande 2a	8(3) %	17(2)%
^{197}Pb - bande 2	98(5) %	-

^{198}Pb) ne nous a pas permis d'établir une assignation plus sélective de ces bandes à partir de ces transitions ND yrasts présentes dans les spectres conditionnés. Cette dernière a pu être en partie effectuée grâce à des considérations concernant les différentes intensités relatives de ces bandes par rapport à celles des bandes SD yrasts des noyaux $^{197,198}\text{Pb}$. N'ayant pas assez de statistique, nous avons été dans l'impossibilité d'établir les profils d'intensité de ces nouvelles bandes (trop de conditions étaient nécessaires pour les observer) ; néanmoins, nous avons pu faire une estimation de l'intensité relative de ces bandes par rapport à celles des bandes SD yrasts des noyaux $^{197,198}\text{Pb}$. La méthode appliquée a été de libérer successivement chaque énergie (correspondant à une transition du plateau estimé) de l'ensemble des gates. L'intensité relative de chacune des transitions a été déterminée en comparant son nombre de coups à celui de la transition la plus proche en énergie des bandes SD yrasts de ^{197}Pb et ^{198}Pb calculé de la même manière. Les valeurs présentées dans le tableau III.4 sont les valeurs moyennées sur les énergies du plateau. Cette méthode a été testée avec la bande 2 de ^{197}Pb , partenaire de signature de la bande yrast ; alors qu'on attendait 100 %, on trouve que l'intensité relative de la bande 2 par rapport à celle de la bande 1 est de 98(5) %. Pour les nouvelles bandes, nous avons pu travailler sur quatre d'entre elles, les bandes 3a, 3b, la bande 4a et la bande 2a. Dans la zone de masse $A \sim 190$ (cf. tableau III.5), il est bon de rappeler que l'intensité d'une bande SD excitée d'un noyau pair-pair n'excède que très rarement quelques pourcents pour des excitations individuelles et atteint $\sim 20\%$ dans le cas d'excitations collectives (par exemple pour des vibrations octupolaires). Avec des noyaux impairs, dans les cas impliquant uniquement la promotion d'une particule sur une orbite supérieure sans brisure de paire, on peut atteindre $\sim 50\%$.

Avec une intensité assez inenvisageable pour un noyau pair-pair de 0,49(2) par rapport à la bande yrast de ^{198}Pb , **nous proposons une assignation des bandes 3a et 3b au noyau ^{197}Pb** . Pour continuer la discussion et assigner les bandes 2a, 2b, 4a et 4b, il convient de regarder le comportement des moments d'inertie en fonction de la fréquence

TAB. III.5 – Intensité relative de quelques bandes SD excitées de la région A~190 par rapport à celles des bandes SD yrasts respectives. Le type d'excitation sur lequel sont bâties ces bandes est également indiqué.

	Intensité relative	Type d'excitation
¹⁹⁰ Hg - bande 3 [11]	~4 %	excitation à 2 quasi-particules
¹⁹² Hg - bande 2 [10]	~7 %	excitation à 2 quasi-particules
¹⁹⁴ Pb - bande 2a [55]	~5 %	excitation à 2 quasi-particules
¹⁹⁰ Hg - bande 2 [11, 56]	~20 %	vibration octupolaire
¹⁹⁴ Hg - bande 2 [12, 13]	~25 %	vibration octupolaire
¹⁹⁶ Pb - bande 2 [14, 15, 57]	~20 %	vibration octupolaire
¹⁹³ Pb - bandes 3 et 4 [22]	~50 %	excitation à 1 quasi-particule
¹⁹³ Pb - bandes 5 et 6 [22]	~30 %	excitation à 1 quasi particule
¹⁹⁵ Tl - bande 3 [19]	~50 %	excitation à 1 quasi-particule

de rotation de ces bandes, les intensités observées ne permettant pas de trancher.

III.1.3.2 Moments d'inertie

a) Définitions

Ces grandeurs sont définies de façon semi-quantique et peuvent être déterminées à partir des énergies des transitions ; ainsi, la fréquence de rotation ω , définie en physique classique avec un formalisme Hamiltonien comme la variable conjuguée canonique du moment cinétique J , s'écrira $\omega = \frac{dE}{dJ}$ et son extension quantique sera :

$$\hbar\omega = \left(\frac{\Delta E}{\Delta \sqrt{I(I+1)}} \right)_{(I,I-2)} \approx \left(\frac{E_\gamma}{\Delta I} \right)_{(I,I-2)} \approx \frac{E_\gamma}{2}$$

En analogie avec la physique classique, on définit le moment d'inertie cinématique (en MeV⁻¹). Celui-ci est relié à la pente de la ligne représentant la cascade de désexcitation le long des bandes SD dans le plan (E,I) :

$$\mathcal{J}^{(1)} = \hbar \frac{I}{\omega} = I \left(\frac{dE}{\hbar^2 dI} \right)^{-1} = \frac{2I\hbar^2}{E_\gamma}$$

Le moment d'inertie dynamique (en \hbar^2 .MeV⁻¹) présente l'avantage de ne pas dépendre du spin et représente la courbure de la cascade de désexcitation dans le plan (E,I). Il est donné par :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \hbar \frac{dI}{d\omega} = \left(\frac{d^2 E}{\hbar^2 dI^2} \right)^{-1} = \frac{4\hbar^2}{\Delta E_\gamma}$$

avec ΔE_γ étant la différence d'énergie entre deux transitions SD consécutives.

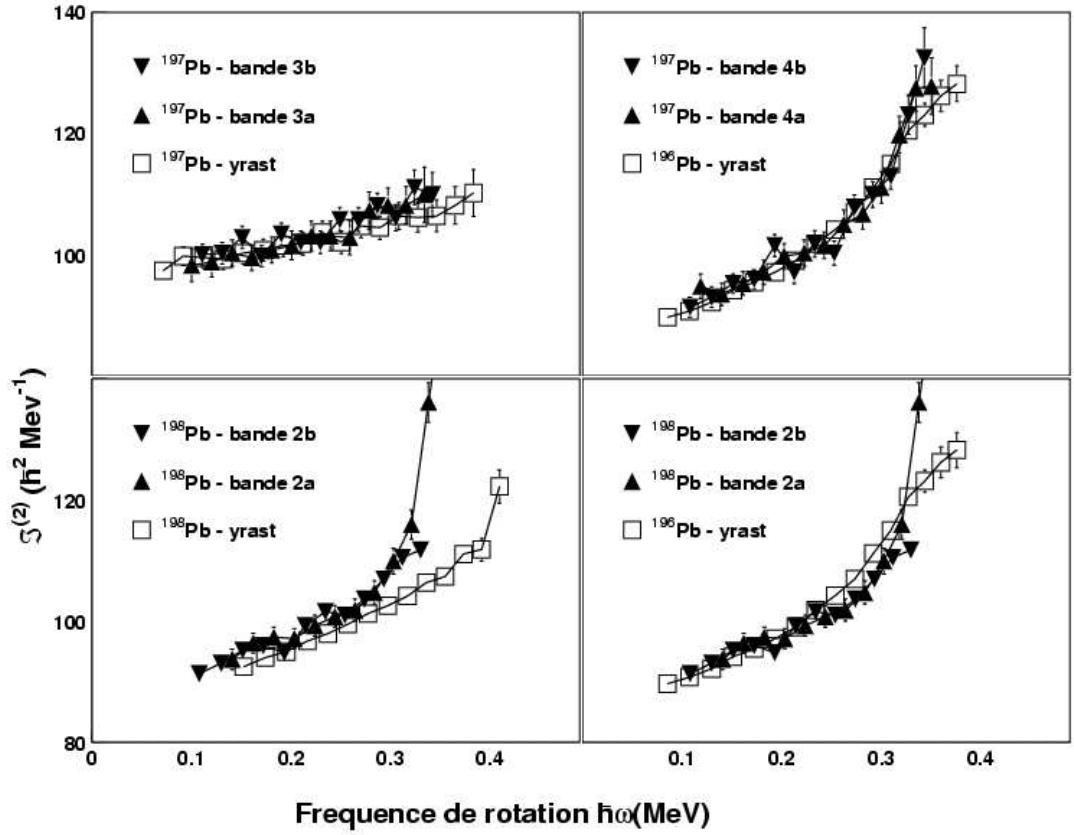


FIG. III.6 – Les moments d'inertie dynamiques des nouvelles bandes comparés à ceux des bandes SD yrasts des noyaux $^{196,197,198}\text{Pb}$.

b) Résultats

La figure III.6 représente les moments d'inertie dynamiques expérimentaux en fonction de la fréquence de rotation des différentes bandes.

Dans le cas des bandes 1 et 2 de ^{197}Pb (étant bâties sur une orbitale intrusive; nous verrons par la suite qu'il s'agit de l'orbitale $\nu 1j_{15/2}$), leur moment d'inertie en fonction de la fréquence de rotation est plat (entre 95 et 110 $\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ pour des fréquences entre 0,1 et 0,4 MeV) et a une valeur absolue assez élevée. Il est similaire à ceux des bandes 3a et 3b. Il existe également une très forte ressemblance entre les moments d'inertie des bandes 4a, 4b, 2a, 2b et celui de la bande 1 de ^{196}Pb . Enfin, notons un possible décrochage des bandes 2a et 2b pour une fréquence de rotation de 0,35 MeV environ.

On s'est donc acheminé vers une assignation des bandes 3a et 3b au noyau ^{197}Pb avec une très forte probabilité de bandes de nature vibrationnelle collective. Rappelons qu'une

TAB. III.6 – Tableau récapitulatif des nouvelles bandes avec leur assignation et le spin estimé pour leur tête de bande.

	assignation	spin estimé de la tête de bande	spin du haut de la bande
bande 3a	¹⁹⁷ Pb	17/2	73/2 (36,5)
bande 3b	¹⁹⁷ Pb	19/2	75/2 (37,5)
bande 4a	¹⁹⁷ Pb	19/2	75/2 (37,5)
bande 4b	¹⁹⁷ Pb	17/2	73/2 (36,5)
bande 2a	¹⁹⁸ Pb	13	41
bande 2b	¹⁹⁸ Pb	10	36

excitation vibrationnelle autour d'une forme SD ne devrait pas modifier le comportement de $\mathcal{J}^{(2)}$ en fonction de la fréquence de rotation (même platitude et même grande valeur de $\mathcal{J}^{(2)}$ liées comme nous le verrons à la présence de l'orbitale intruse issue de la couche $\nu 1j_{15/2}$).

Pour les moments d'inertie des bandes 4a, 4b, on a le même comportement que pour celui de la bande yrast du noyau pair-pair voisin, le noyau ¹⁹⁶Pb. Ceci signifie que l'on a ajouté très certainement un neutron sur une orbitale non-intruse de parité naturelle (ayant une influence négligeable en ce qui concerne le comportement du moment d'inertie). Nous verrons par la suite que l'orbitale disponible [512]5/2 peut constituer un excellent candidat. **Pour toutes ces raisons, nous avons donc choisi d'assigner les bandes 4a et 4b à ¹⁹⁷Pb.**

En ce qui concerne les bandes 2a et 2b, on ne peut à ce niveau discriminer entre les deux noyaux que ce soit en considérant les intensités relatives ou le moment d'inertie. Seul un examen des orbitales accessibles nous permettra, comme on le verra par la suite, de faire un choix entre ces deux options. En anticipant, disons tout de même que nous pencherons vers une assignation des bandes 2a et 2b à ¹⁹⁸Pb.

III.1.3.3 Estimation du spin des têtes de bande

a) Méthode de Wu [1]

Le tableau III.6 résume l'assignation et les spins estimés des têtes de bande pour chacune des bandes.

Cette estimation a été faite grâce à la méthode de Wu [1] reposant sur une paramétrisation de l'énergie du rotor comme $E(I) = a(\sqrt{1 + bI(I + 1)} - 1)$. En posant $\mathcal{J}_0 = \frac{\hbar^2}{ab}$, on obtient

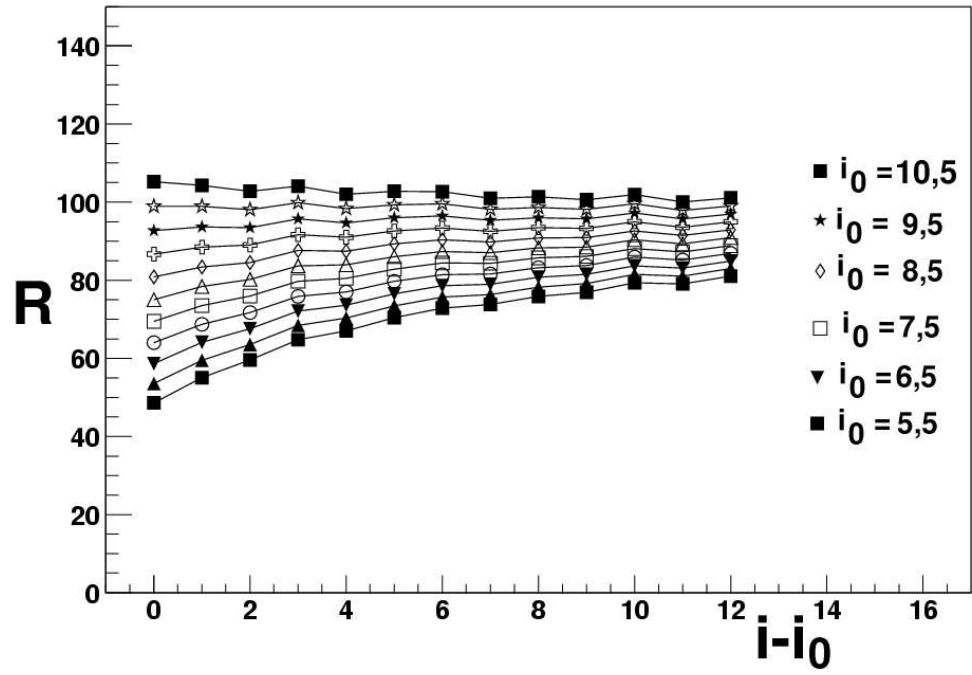


FIG. III.7 – Méthode de Wu appliquée à la bande 3b. Le rapport R défini dans le texte est tracé en fonction de $I - I_0$ pour différentes valeurs du spin initial I_0 .

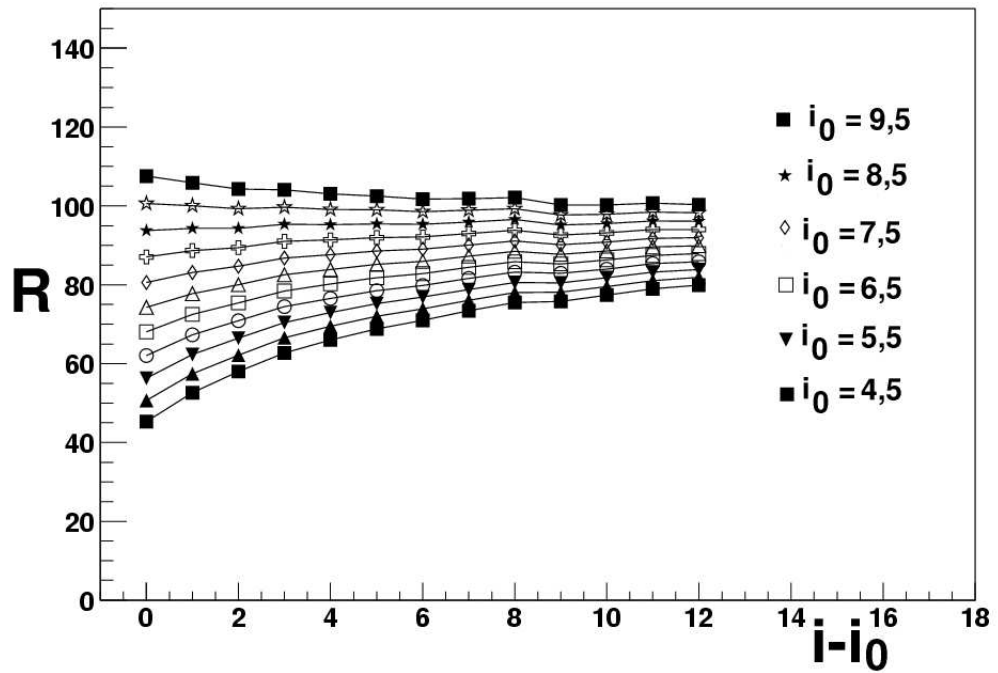


FIG. III.8 – Même chose que la figure III.7 pour la bande 3a.

pour les expressions des moments cinétiques :

$$\mathcal{J}^{(1)} = \frac{\mathcal{J}_0}{\sqrt{1 - \frac{\hbar^2 \omega}{a^2 b}}}$$

et

$$\mathcal{J}^{(2)} = \frac{\mathcal{J}_0}{\left(1 - \frac{\hbar^2 \omega}{a^2 b}\right)^{3/2}}$$

permettant de se convaincre que, dans tous les cas où une telle paramétrisation est valable, le rapport

$$R = \sqrt{\frac{(\mathcal{J}^{(1)})^3}{\mathcal{J}^{(2)}}}$$

doit être indépendant de ω et, donc de I . R est déterminé pour plusieurs valeurs du spin initial I_0 et, pour estimer le spin de la tête de bande, il suffira de voir pour quel I_0 $R = f(I - I_0)$ est plat (cf. figures III.7 et III.8).

b) Paramétrisation de Harris [2]

Une autre méthode est employée pour déterminer le spin des têtes de bande dans le cas simple où les bandes SD étudiées ne présentent pas d'alignement à fréquence de rotation nulle. Il s'agit de la méthode de Harris [2] appliquée couramment pour les états SD de la zone de masse $A \sim 190$ où le moment d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$ est presque toujours linéaire en fonction de $\hbar^2\omega^2$. On peut donc exprimer ce moment d'inertie dynamique avec un développement en puissances paires de la fréquence de rotation limité au deuxième ordre :

$$\mathcal{J}^{(2)}(\omega) = \mathcal{J}_0 + 3\mathcal{J}_1\omega^2$$

Les paramètres de Harris (\mathcal{J}_0 , \mathcal{J}_1) sont ajusté de manière à reproduire le plus fidèlement possible les données. On remonte au spin I en intégrant l'expression $dI_x = \mathcal{J}^{(2)}(\omega)d\omega$ et on obtient :

$$I_x = \mathcal{J}_0\omega + \mathcal{J}_1\omega^3 + i_0$$

i_0 étant la projection du spin sur l'axe de rotation I_x à fréquence nulle dont on a à priori aucun moyen de connaître la valeur. On va supposer que, dans la plupart des cas, la bande SD étudiée ne présente pas d'alignement à fréquence nulle ($I_x = \sqrt{I(I+1) - K^2}$) et obtiendra comme valeur du spin des états :

$$I + \frac{1}{2} = \sqrt{(\mathcal{J}_0\omega + \mathcal{J}_1\omega^3)^2 + K^2} + \frac{1}{4}$$

.

Si l'on calcule le facteur R avec les expressions des moments d'inertie cinématique et dynamique propre à ce modèle et en tenant compte d'un éventuel alignement à fréquence nulle ($i_0 \neq 0$), on obtient en faisant un développement limité :

$$R = \mathcal{J}_0 \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{\mathcal{J}_1}{\mathcal{J}_0}\omega^2 + \frac{i_0}{\mathcal{J}_0}\right)}{1 + 3\frac{\mathcal{J}_1}{\mathcal{J}_0}\omega^2}} \approx \mathcal{J}_0 \left(1 + \frac{3i_0}{2\mathcal{J}_0} \left(\frac{1}{\omega} - 3\frac{\mathcal{J}_1}{\mathcal{J}_0}\omega\right)\right)$$

Ce facteur R (dans le cas d'un alignement à fréquence nulle valant 0 ; $i_0 = 0$) ne dépendra pas de la fréquence de rotation et vaudra \mathcal{J}_0 . Cela montre la cohérence entre les méthodes de Wu et de Harris [19].

III.2 Interprétation : Nouveau mode de couplage entre les degrés de liberté intrinsèque et collectif

On présentera la région des isotopes de plomb superdéformés en rappelant que des bandes yrasts et excitées ont déjà été mises en évidence dans les noyaux ^{192–198}Pb (N entre 110 et 116). Des bandes SD ont été observées dans les noyaux de mercure (ayant deux protons en moins), de ¹⁸⁹Hg jusqu'à ¹⁹⁵Hg qui a le même nombre de neutrons que ¹⁹⁷Pb. Interpréter ces bandes signifiera en partie déterminer sur quel type d'état excité elles sont bâties. Comme on l'a déjà vu lors de la présentation des intensités relatives (c.f. partie III.1.3.1), les modes d'excitation sur lesquels se développent les bandes SD excitées peuvent se diviser en deux catégories :

- les excitations individuelles où les bandes SD excitées peuvent être construites sur des excitations à une ou trois quasi-particules (en ce qui concerne les noyaux impairs) ou à deux quasi-particules (pour les noyaux pairs) ;
- les excitations collectives où les bandes SD excitées sont bâties sur les modes de vibration du noyau superdéformé. Pour tous les cas observés dans la zone des noyaux lourds $A \sim 190$, il s'agit de modes de vibration octupolaire (en $Y_{3\mu}$ avec $\mu = 0$ ou 2).

III.2.1 Excitations individuelles

III.2.1.1 Prédictions théoriques des orbitales disponibles

Pour avoir une idée des orbitales neutrons disponibles pour $N=115$ et 116 correspondant aux noyaux $^{197,198}\text{Pb}$, on a utilisé les calculs effectués sur ^{196}Pb par B. Gall dans un formalisme HFB «cranké» utilisant la force effective SkM* et la méthode de projection sur le nombre de particules Lipkin-Nogami³ [58, 59].

On peut noter que les orbitales de valence près du niveau de Fermi sont $[512]5/2$, $[624]9/2$ et $[752]5/2$ (cf. figure III.9) et se situent entre les «gaps» $N=112$ et $N=118$. Ces orbitales sont respectivement issues des couches sphériques $1h_{9/2}$, $1i_{13/2}$ et $1j_{15/2}$.

À partir d'une fréquence de rotation de 150 keV, l'orbitale intruse $[752]5/2$ devient la plus basse configuration accessible en énergie ; comme on l'a vu, les bandes 1 et 2 de ^{197}Pb sont basées sur les deux signatures ($\alpha = \pm 1/2$) de cette orbitale et l'on observe bien, en ce qui les concerne, un moment d'inertie plat. En effet, l'ajout d'un neutron de valence à un cœur pair-pair a pour effet de bloquer la configuration occupée par ce nucléon interdisant aux nucléons appariés de diffuser sur celle-ci ; il en résulte que l'alignement progressif de l'ensemble de paires appariées le long de l'axe de rotation (conduisant à une diminution progressive de l'énergie d'appariement et donc à une augmentation du moment d'inertie dynamique) ne peut plus se faire : c'est le phénomène de «blocking» caractérisé par ce type de moment d'inertie plat.

En ce qui concerne les orbitales $[512]5/2$ et $[624]9/2$, tous les calculs les prédisent très proches et quasiment dégénérées en énergie. Néanmoins, les résultats expérimentaux concernant ^{193}Pb [60, 61] et ^{195}Hg [62] semblent indiquer que l'orbitale $[624]9/2$ est légèrement plus basse en énergie que l'orbitale $[512]5/2$. Dans le noyau ^{193}Pb , ont été observées par ordre d'intensité et par conséquent d'énergie d'excitation, les bandes 1 et 2, les bandes 3 et 4, les bandes 5 et 6, les bandes 7 et 8 et la bande 9, interprétées comme des excitations à une quasi-particule sur, respectivement, les orbitales $[761]3/2(\alpha \pm 1/2)$, $[642]3/2(\alpha \pm 1/2)$, $[624]9/2(\alpha \pm 1/2)$, $[512]5/2(\alpha \pm 1/2)$ et $[752]5/2(\alpha = -1/2)$ [60, 61]. Concernant les bandes 5 et 6, l'observation de transitions dites «cross-talks» reliant ces deux bandes et l'extraction du facteur gyromagnétique intrinsèque g_K nous ont permis de déterminer de façon non-ambigüe qu'elles étaient constituées sur l'orbitale $[624]9/2(\alpha \pm 1/2)$ [60].

³Le principe de ces calculs sera développé au chapitre suivant où l'on présentera nos calculs auto-cohérents effectués pour le noyau ^{198}Po .

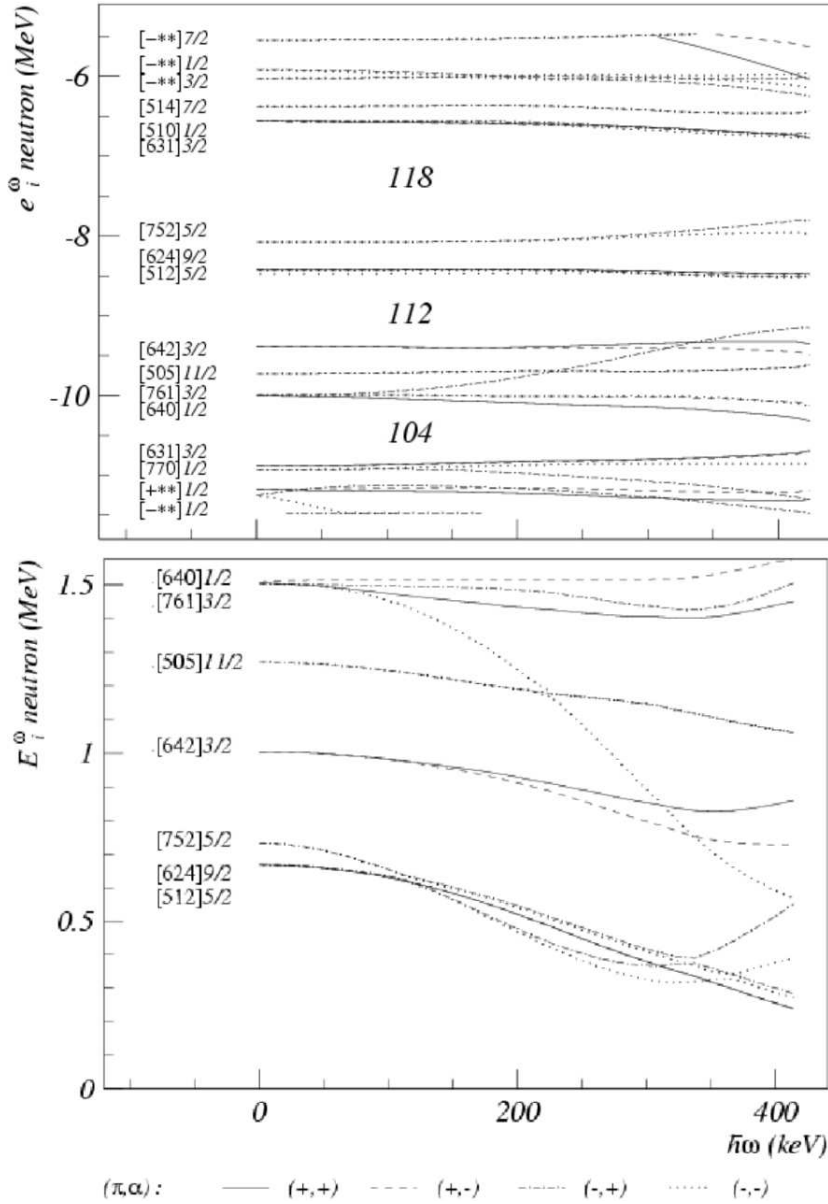


FIG. III.9 – Routhians théoriques de neutrons (en haut) et de quasi-neutrons (en bas) obtenus à partir de calculs Hartree-Fock-Bogoliubov+Lipkin-Nogami «crankés» pour le noyau ¹⁹⁶Pb [58, 59]. La force effective utilisée est SkM* ; l'appariement est traité avec une force de Séniorité d'intensité $G_{\tau} = 12, 6$. La convention pour le tracé des états de nombres quantiques différents (π, α) est indiquée au bas de la figure.

III.2.1.2 Alignement incrémental

La notion d'alignement incrémental a été introduite par F.S. Stephen et al. en 1990 [63]. Elle est particulièrement intéressante pour l'étude de bandes présentant des moments d'inertie égaux comme c'est le cas des bandes identiques. L'alignement incrémental repose

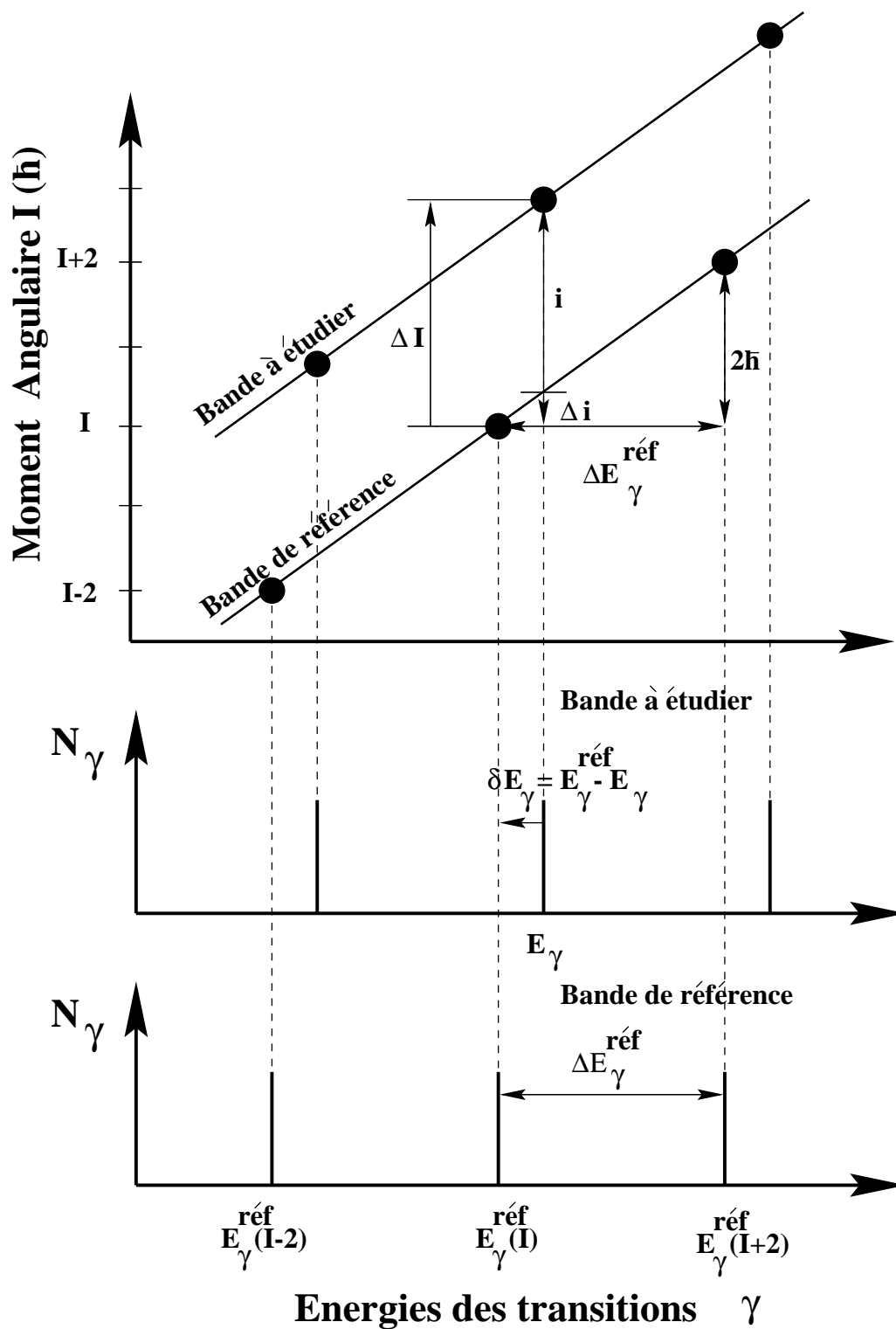


FIG. III.10 – Illustration de la notion d'alignement incrémental [22].

sur l'analyse du comportement de différentes bandes SD par rapport à une bande de référence.

La figure III.10 illustre la façon dont l'alignement incrémental d'une bande à étudier est calculé par rapport à une bande de référence (les moments d'inertie de ces deux bandes étant identiques). L'alignement incrémental Δi est égal à la somme de ΔI et de i représentant respectivement la différence de spin réelle entre deux états et la différence de spin associée à la différence en énergie ΔE_γ entre deux transitions γ . La même figure permet de se convaincre que le Δi de la bande à étudier par rapport à la bande de référence peut être déterminé en fonction de l'écart en énergie entre deux transitions γ consécutives ($\Delta E_\gamma^{\text{réf}}$) de la bande de référence et de l'écart δE_γ :

$$\Delta i = \frac{2\delta E_\gamma}{\Delta E_\gamma^{\text{réf}}}$$

En pratique, une bande quelconque satisfaisant, par rapport à une bande de référence, à quelques keV près la relation :

$$E_\gamma(I) = (1 - k)E_\gamma^{\text{réf}}(I) + kE_\gamma^{\text{réf}}(I + 2) \quad \text{avec } k=0, 1/4, 1/2 \text{ ou } 3/4$$

pourra être interprétée dans le formalisme du couplage fort (considérant un ou deux nucléons couplés à un cœur pair-pair en rotation) en fonction de Δi .

- $\Delta i=0$ ($k=0$) correspond à une bande d'un noyau pair ayant une signature identique à la bande de référence ;
- $\Delta i=\pm 1$ ($k=\pm 1/2$) correspond à une bande d'un noyau pair ayant une signature opposée à la bande de référence
- $\Delta i=\pm 1/2$ ($k=3/4, 1/4$) correspond à deux bandes SD partenaires de signature d'un noyau impair par rapport au noyau pair-pair voisin choisi comme référence.

Ce dernier cas est illustré sur la figure III.11.

Nous avons examiné quelques cas de bandes partenaires de signature appartenant aux noyaux impairs ^{193,195}Pb (cf. figure III.12). Nous nous sommes limités à des bandes interprétées comme étant des excitations individuelles sur les orbitales [512]5/2 et [624]9/2. Il s'avère que dans le cas des bandes bâties sur l'orbitale [512]5/2 issue de la couche 1h_{9/2}, la règle «3/4-1/4» conduisant à un alignement incrémental de 1/2 et -1/2 peut être violée (bandes 7 et 8 de ¹⁹³Pb [61], bandes 3 et 4 de ¹⁹⁵Pb [64]) contrairement aux cas des bandes bâties sur l'orbitale [624]9/2 issue de 1i_{13/2} (bandes 5 et 6 de ¹⁹³Pb [61]). Ceci peut s'expliquer par le fait que, pour l'orbitale [512]5/2 issue de 1h_{9/2}, l'application du couplage fort est moins justifiée et que cette dernière peut se mélanger fortement à l'orbitale [752]5/2.

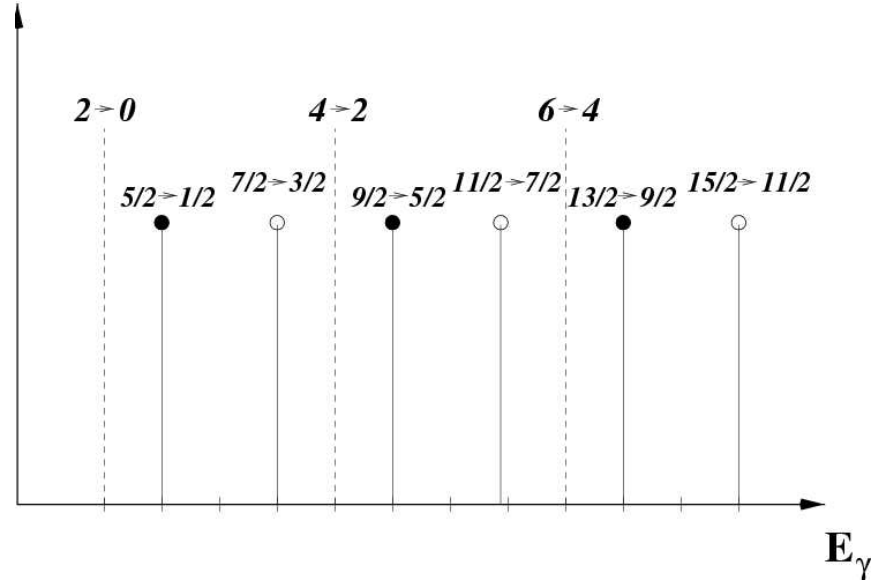


FIG. III.11 – Les énergies de transitions de deux bandes partenaires de signature (repérées par les ronds pleins et vides) d'un isotope impair dans le modèle rotor+particule par rapport à celles de la bande yrast du noyau pair-pair voisin prise comme référence (repérée par les pointillés) [27].

III.2.1.3 Configuration des différentes bandes dans l'hypothèse d'excitations individuelles

a) Bandes 4a et 4b

Nous commencerons par discuter la configuration des bandes 4a et 4b dont les alignements incrémentaux par rapport à la bande SD yrast de ^{196}Pb valent respectivement 1 et 0 (cf. figure III.13). Ils sont très voisins de ceux des bandes des noyaux ^{193}Pb et ^{195}Pb impliquant l'orbitale $[512]5/2$ (cf. figure III.12). En particulier, il faut noter que, en passant de ^{193}Pb à ^{195}Pb , l'alignement incrémental devient plus plat ; cette tendance est respectée avec les bandes 4a et 4b de ^{197}Pb . En résumé, à partir des éléments suivants :

1. intensité relative des bandes de 9 %,
2. moment d'inertie identique à celui de la bande yrast de ^{196}Pb ,
3. présence à proximité du niveau de Fermi des orbitales de parité naturelle $[624]9/2$ et $[512]5/2$,
4. alignements incrémentaux valant 1 et 0,

nous avons interprété ces deux bandes 4a et 4b comme étant une excitation à une quasi-particule sur l'orbitale de parité naturelle de faible Ω $[512]5/2$ comme le présente la figure III.14.

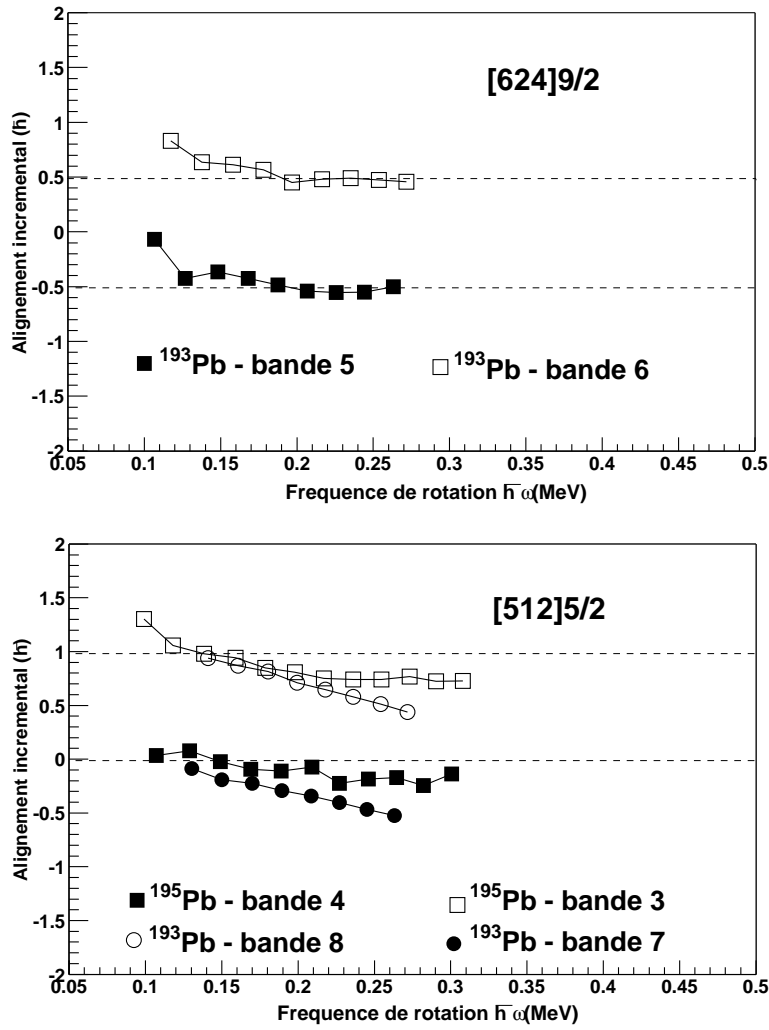


FIG. III.12 – Alignements incrémentaux des bandes 5 et 6 et des bandes 7 et 8 de ¹⁹³Pb [61] ainsi que ceux des bandes 3 et 4 de ¹⁹⁵Pb [64]. Les bandes de référence sont les bandes yrast des noyaux pair-pair voisins ^{192,194}Pb. On notera un comportement différent suivant l'orbitale occupée ([624]9/2 ou [512]5/2).

b) Bandes 2a, 2b, 3a et 3b

Nous allons considérer que ces quatres bandes sont construites sur des excitations individuelles. Le comportement des moments d'inertie des bandes 3a et 3b est similaire à celui de la bande yrast de ¹⁹⁷Pb; après la bande yrast correspondant à une excitation à une quasi-particule sur l'orbitale [752]5/2, nous proposons que les bandes 3a et 3b soient bâties sur l'excitation de quasi-particules suivante impliquant l'orbitale intruse [752]5/2 : une excitation à trois quasi-particules avec brisure de paire impliquant un «trou» dans l'orbitale $\nu[624]9/2$, une «particule» dans l'orbitale $\nu[512]5/2$ et une «particule» dans l'or-

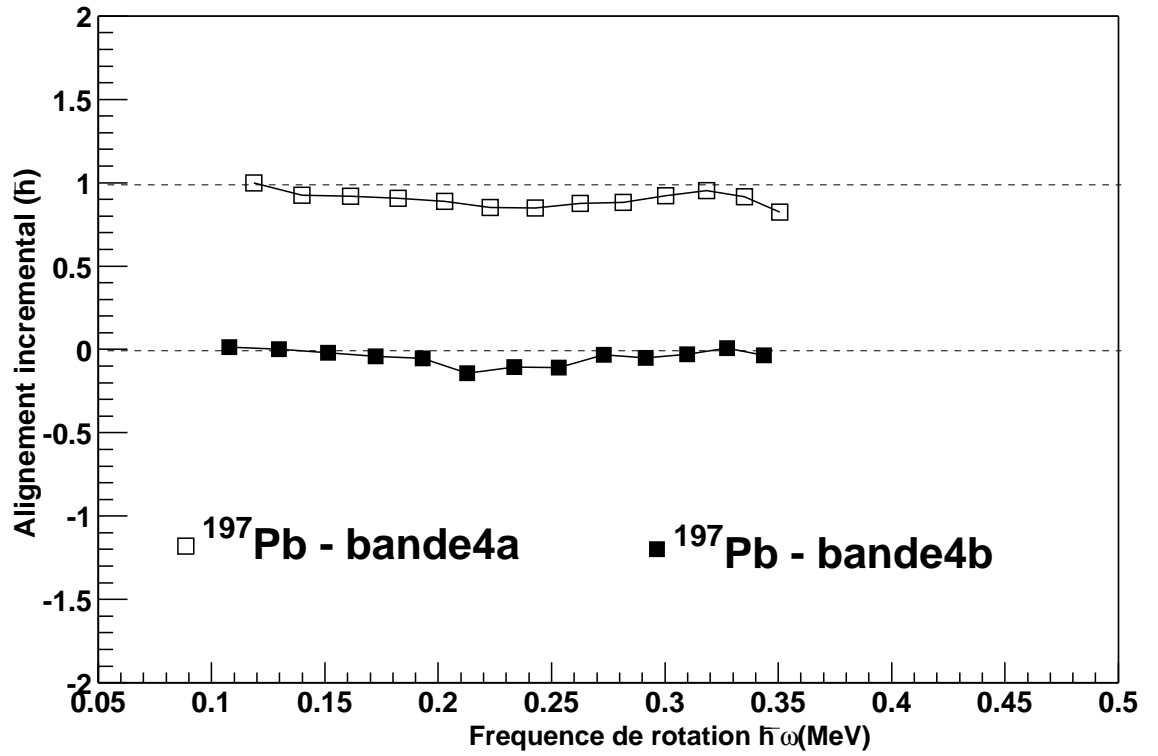


FIG. III.13 – Alignement incrémentaux des bandes 4a et 4b. La bande de référence est la bande yrast de ^{196}Pb .

bitale $\nu[752]5/2$. Comme pour les bandes 4a et 4b (une excitation à une quasi-particule sans brisure de paires), les bandes 3a et 3b appartiendraient ainsi au noyau ^{197}Pb .

Pour les bandes 2a et 2b, la similarité existant entre les moments d'inertie de ces bandes avec ceux des bandes 4a et 4b nous permettrait de les interpréter comme étant une excitation à deux quasi-particules sur les orbitales $[512]5/2$ et $[624]9/2$. Cette excitation à deux quasi-particules la plus basse en énergie sans occupation d'une quasi-particule dans l'orbitale $[752]5/2$ impliquant forcément la brisure d'une paire est représentée sur la figure III.14. Cette même figure résume de manière schématique les différentes configurations associées aux bandes yrast et aux nouvelles bandes excitées des noyaux $^{197,198}\text{Pb}$.

Pour résumer notre discussion concernant les excitations individuelles, seule la proposition à 1 quasi-particule pour les bandes 4a et 4b est en accord avec les valeurs des intensités relatives données dans le tableau III.4. Concernant le cas des bandes 3a, 3b, 2a et 2b incluant une brisure de paire, il est nécessaire d'envisager également un schéma de type excitation collective dont on détaillera dans la section suivante les principales caractéristiques.

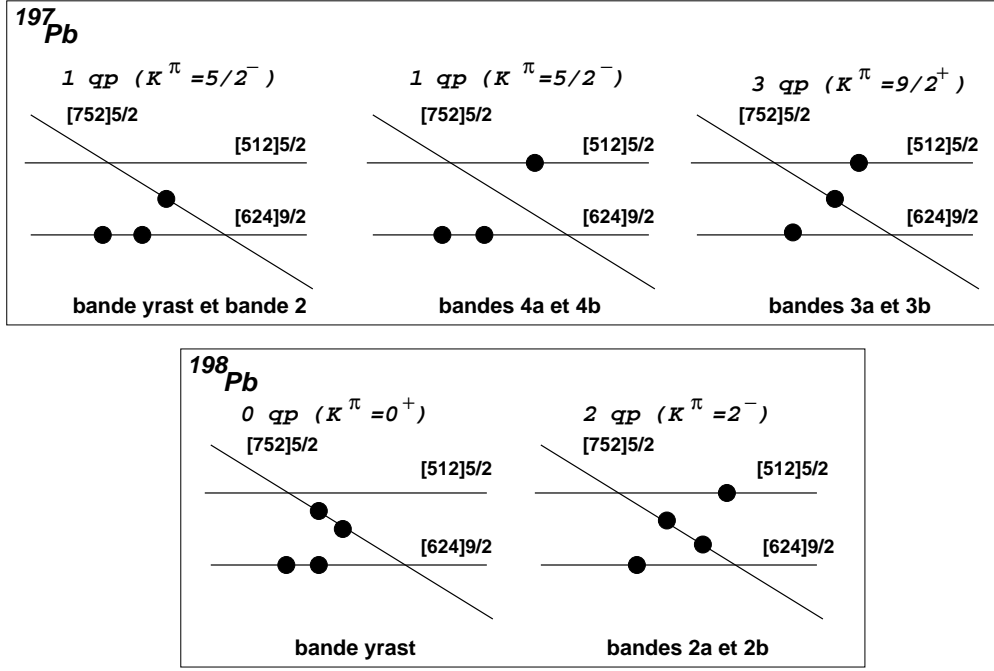


FIG. III.14 – Représentation schématisée des différentes configurations proposées pour les bandes yrastrs et pour les nouvelles bandes excitées dans les noyaux ^{197,198}Pb.

III.2.2 Excitations collectives

C'est dans la région des actinides qu'ont été mis en évidence pour la première fois des noyaux ayant une déformation octupolaire permanente comme dans le cas de ²²²Ra [65, 66]. Les noyaux possédant une telle déformation peuvent présenter des modes de rotation où, pour le cas des pair-pairs, la bande yrast de parité positive sera accompagnée d'une bande de parité négative (cf. figure III.15); les deux étant reliées par de fortes transitions E1. Observées dans une vingtaine de noyaux allant de ²¹⁶Fr à ²³⁰U, de telles bandes à parité alternée ont pu être également mises en évidence dans la région des terres-rares par exemple dans le noyau ¹⁴⁶Ba.

La valeur de la probabilité de transition réduite B(E1) des transitions interbandes se situe entre 10⁻² et 10⁻⁴ u.W. (unité Weisskopf). À titre de comparaison, on regardera l'étude systématique effectuée par Löbner [68] concernant les valeurs des probabilités de transition réduite entre différents états intrinsèques dans les terres-rares et les actinides : pour différentes valeurs de $\Delta K = |K_1 - K_2|$, K_1 et K_2 étant les nombres quantiques des deux niveaux reliés par une transition dipolaire électrique, les valeurs de B(E1) sont données dans le tableau III.7.

Les noyaux peuvent également présenter des modes de vibration octupolaire. On s'intéressera, dans les cas suivants, à la mise en évidence de tels modes de vibration dans les noyaux SD de la région de masse A~190.

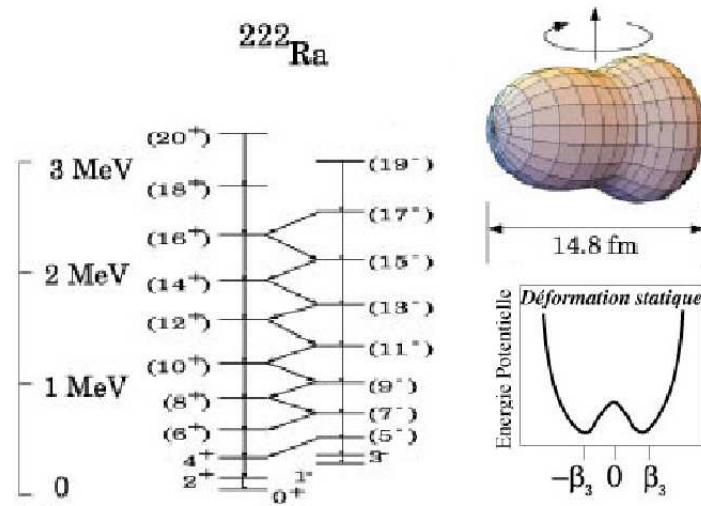


FIG. III.15 – Schéma de niveau de ^{222}Ra , noyau ayant une déformation statique octupolaire avec la bande rotationnelle γ de parité positive en alternance avec la bande de parité négative [67].

TAB. III.7 – Probabilités de transition réduites $B(E1)$ entre états intrinsèques pour différentes valeurs de ΔK (défini dans le texte) exprimées en unités Weisskopf; les transitions $E1$ entre états intrinsèques sont donc 10^3 à 10^8 fois plus lentes que ne le prévoit l'unité Weisskopf [68].

ΔK	probabilité de transition réduite en u.W.
0	$5 \times 10^{-6} \leq B(E1) \leq 8 \times 10^{-3}$
1	$5 \times 10^{-8} \leq B(E1) \leq 1 \times 10^{-3}$
2	$1 \times 10^{-8} \leq B(E1) \leq 5 \times 10^{-5}$

III.2.2.1 Mise en évidence expérimentale de modes de vibration octupolaire dans les noyaux superdéformés de la zone de masse $A \sim 190$

Dans le cas des noyaux SD de la zone de masse $A \sim 190$, des bandes rotationnelles peuvent être construites sur des états excités correspondant à des modes collectifs de vibration octupolaire. La figure III.16 permet de se représenter de telles déformations plaquées sur un noyau quadrupolaire superdéformé. On rappellera que les formes octupolaires sont définies par les paramètres de déformation $\beta_{3\mu}$ associés à l'opérateur octupolaire $q_{3\mu} = r^3 Y_{3\mu}$ avec $\mu = 0, 1, 2$ ou 3 .

Ces bandes bâties sur des modes de vibration octupolaire ont été observées, comme on l'a vu plus haut, dans les noyaux SD $^{190,194}\text{Hg}$ et ^{196}Pb (cf. figure III.5). À titre d'exemple, la figure III.17 est un spectre triplement conditionné sur la bande 3 de ^{194}Hg . Les principales

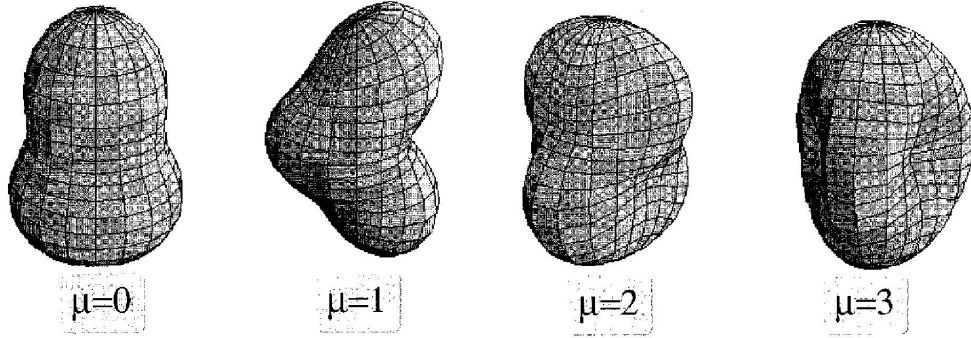


FIG. III.16 – Formes octupolaires correspondant à des déformations $\beta_{3\mu} = 0,35$ avec $\mu = 0, 1, 2$ et 3 plaquées sur un noyau ayant une déformation quadrupolaire $\beta_2 \sim 0,6$ [66].

TAB. III.8 – Année de la découverte, probabilité de transition réduite en unité Weisskopf et énergie d'excitation de la tête de bande par rapport à la bande SD yrast pour les trois bandes dans lesquelles la nature et la multipolarité des transitions interbandes E1 ont pu être fermement établies.

¹⁹⁰ Hg - Bande 2 [11, 69, 10]	¹⁹⁴ Hg - Bande 3 [12]	¹⁹⁶ Pb - Bande 3 [15, 57]
1996	1997	2001
$B(E1) \sim 2 \times 10^{-3}$ u.W.	$B(E1) \sim 10^{-5}$ u.W.	$B(E1) \sim 1 \times 10^{-4}$ u.W.
$E^* \sim 900$ keV	$E^* \sim 800$ keV	$E^* \sim 845$ keV

caractéristiques de ces bandes sont une faible énergie d'excitation et la présence de fortes transitions E1 interbandes. En ce qui concerne les isotopes de mercure pair-pairs, pour la bande 2 de ¹⁹⁰Hg et la bande 3 de ¹⁹⁴Hg, ce sont des mesures de polarisation linéaire qui ont permis de confirmer la nature électrique des transitions $\Delta I = 1$ les reliant à leur bande yrast respective [56, 12]. Les grandes valeurs de $B(E1)$ associés à ces transitions ont permis de conclure que ces deux bandes étaient construites sur des états de vibration collective ; ces valeurs sont reportées dans le tableau III.8. Ces probabilités de transition réduite ont été calculées soit de façon directe par des mesures de temps de vie [69], soit de manière indirecte à partir du rapport d'embranchement entre la décroissance quadrupolaire intrabande et la décroissance dipolaire électrique interbande [12, 10]. Du côté des isotopes de plomb, récemment, après publication de nos travaux concernant les isotopes ^{197,198}Pb exposés ici, la nature et la multipolarité des transitions reliant la bande 3 à la bande yrast de ¹⁹⁶Pb ont également pu être déterminées confirmant que cette bande est construite sur un mode d'excitation vibrationnel collectif dans le puit SD de ce noyau [57].

Ces bandes correspondent à des modes de vibration octupolaire en $\mu = 0$ ou 2 (dont les

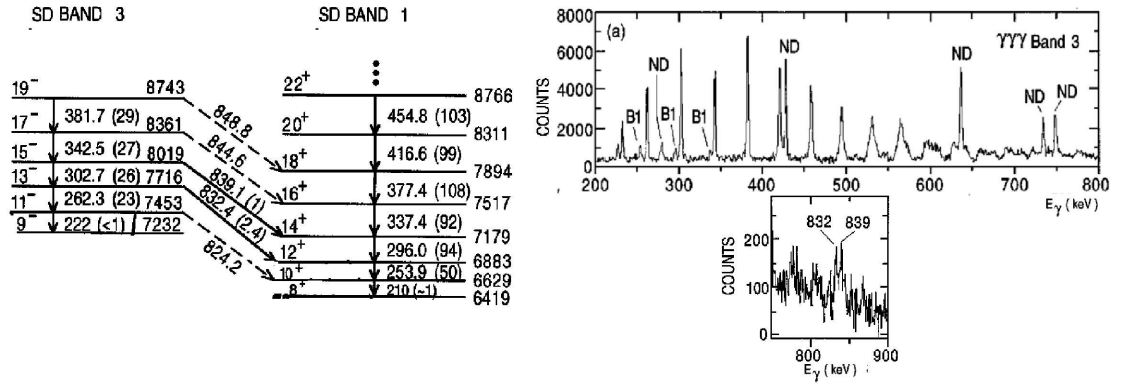


FIG. III.17 – À gauche : schéma de niveaux partiel de ^{194}Hg montrant les transitions reliant la bande 3 à la bande 1 ; à droite : Spectre triplement conditionné sur la bande 3 de ^{194}Hg entre 200 et 800 keV (en haut) et entre 750 et 900 keV (en bas). On notera la présence sur ce spectre de transitions de la bande 1 (B1), de transitions yrastrs (ND) et des transitions interbandes (visibles sur le spectre du bas)[12].

têtes de bandes sont respectivement $K=0^-$ et $K=2^-$) et ont comme caractéristiques une faible énergie d'excitation et la présence de fortes transitions E1 interbandes. Rappelons pour finir que les modes de vibration quadrupolaire en $Y_{2\mu}$ ($\mu = 0, 2$) n'ont pas été mis en évidence dans les noyaux SD à ce jour. Pour les noyaux ND tels que ^{238}U ou ^{232}Th , les têtes de bandes β ($K=0^+$) et γ ($K=2^+$) ont été mises en évidence plus haut en énergie [70].

III.2.2.2 Prédiction théoriques : un paradis octupolaire

Expérimentalement, tout semble indiquer que certains noyaux SD de la zone de masse $A \sim 190$ peuvent présenter de fortes corrélations octupolaires permettant de générer à très basse énergie d'excitation des modes de vibration octupolaire autour de cette forme allongée. En fait l'importance de ce degré de liberté dans cette zone de masse avait été prédite dès 1990 avec des calculs «crankés» phénoménologiques basés sur le potentiel Wood-Saxon [71] dont les résultats peuvent être résumés de la manière suivante : sans avoir de forme octupolaire stable, les noyaux de la zone de masse $A \sim 190$ peuvent présenter une grande mollesse octupolaire (l'énergie potentielle du noyau augmente peu lorsque l'on s'écarte de la valeur nulle de $\beta_{3\mu}$). Un tel noyau «mou» pourra très facilement vibrer autour de sa position d'équilibre.

Plus récemment, des calculs plus élaborés HF+BCS contraints [72, 73] effectués aux minima SD des isotopes pair-pairs $^{190,192,194,196}\text{Hg}$ et $^{192,194,196,198}\text{Pb}$ en fonction de q_{30} et q_{32} ont abouti aux mêmes conclusions en ce qui concerne ces huit noyaux. Ces noyaux SD

ont une très grande mollesse octupolaire surtout par rapport à une déformation en q_{32} . De manière quantitative, deux méthodes permettent de prédire l'énergie d'excitation de ces modes de vibration : la GCM (Méthode de la Coordonnée Génératrice) et la RPA («Random Phase Approximation»).

a) Méthode de la coordonnée génératrice

La méthode de la coordonnée génératrice (GCM) [74] permet d'aller au-delà du champ moyen et de prendre en compte de manière exacte et totalement quantique les modes de vibration de façon auto-cohérente. Un état GCM $|\Psi_k\rangle$ est construit à partir d'une superposition de fonctions d'onde $|\Phi(q)\rangle$ prises le long d'un ensemble de coordonnées génératrices $\{q\} = q_1, q_2, \dots, q_i$ correspondant à toutes sortes de déformations collectives. On aura donc :

$$|\Psi_k\rangle = \int dq f_k(q) |\Phi(q)\rangle$$

où les fonctions de poids f_k sont déterminées en imposant la stationnarité de l'énergie $E_k = \langle \Psi_k | H | \Psi_k \rangle / \langle \Psi_k | \Psi_k \rangle$ par rapport à des variations infinitésimales de f_k . Cela revient à résoudre l'équation de Hill-Wheeler :

$$\int (\langle \Phi(q) | H | \Phi(q') \rangle - E_k \langle \Phi(q) | \Phi(q') \rangle) f_k(q') dq' = 0 \quad (\text{III.1})$$

La résolution de l'équation III.1 nous fournit un ensemble discret d'états GCM avec leur énergie E_k et leur fonction poids f_k .

En prenant comme points de départ les fonctions d'ondes $|\Phi(q)\rangle$ obtenues auparavant lors de calculs HF+BCS [72, 73], des calculs GCM à une dimension [75] ont été réalisés en prenant successivement comme coordonnées génératrices les variables collectives q_{30} et q_{32} . Pour les isotopes pair-pairs de mercure et de plomb précédemment cités, les énergies d'excitation des premiers états GCM de parité négative situés au-dessus de l'état fondamental SD (correspondant à la tête de bande vibrationnelle $K=0^-$ en q_{30} ou $K=2^-$ en q_{32}) sont données dans le tableau III.9 et représentées (pour les isotopes de plomb pair-pairs) sur la figure III.18 avec, en comparaison, les énergies des plus basses excitations à 2 quasi-particules de parité négative.

On notera :

- une quasi-dégénérescence des niveaux correspondant aux excitations collectives en q_{30} et q_{32} et individuelle à deux quasi-particules, surtout pour les isotopes ^{196,198}Pb ;
- un état $K=0^-$ prédit plus bas en énergie que l'état $K=2^-$;

Noyau	¹⁹⁰ Hg	¹⁹² Hg	¹⁹⁴ Hg	¹⁹⁶ Hg	¹⁹² Pb	¹⁹⁴ Pb	¹⁹⁶ Pb	¹⁹⁸ Pb
E(q ₃₀) en MeV	1,621	1,688	1,750	1,868	1,698	1,789	1,847	1,956
E(q ₃₂) en MeV	2,514	2,311	1,916	2,295	2,439	2,295	1,961	2,171
E(2qp) en MeV	2,279	2,092	1,950	1,979	2,250	2,200	1,960	1,904

TAB. III.9 – Énergies des états $K=0^-$ (q_{30}) et $K=2^-$ (q_{32}) du premier phonon octupolaire obtenus par calculs GCM (voir texte) comparées à l'énergie de la plus basse excitation à 2 quasi-particules de parité négative [75].

- des énergies d'excitation prédites trop élevées par rapport aux valeurs expérimentales (aux alentours de 2 MeV au lieu des 800 keV mesurés).

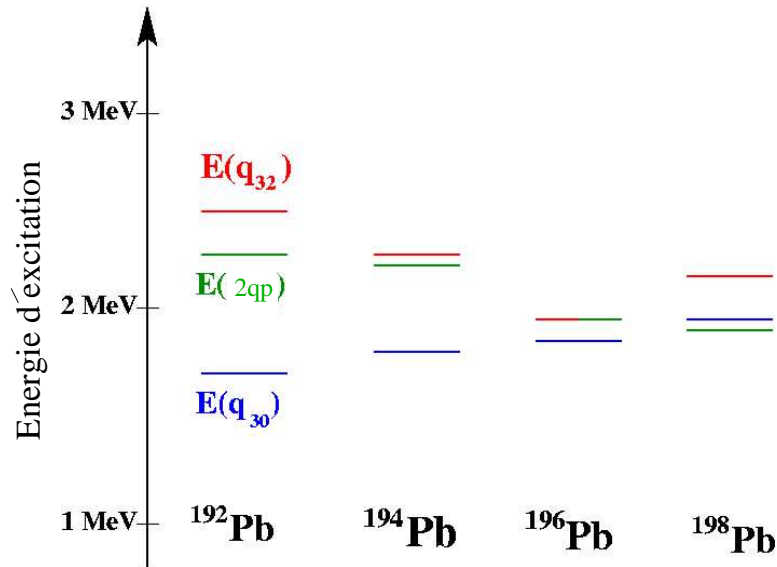


FIG. III.18 – Énergies d'excitation des états $K=0^-$ (q_{30}) et $K=2^-$ (q_{32}) obtenues par des calculs GCM pour les noyaux ^{192,194,196,198}Pb ([75] et cf. texte). Pour chaque noyau, on a également indiqué l'énergie de la plus basse excitation à 2 quasi-particules de parité négative. Les énergies exactes sont données dans le tableau III.9.

b) “Random Phase Approximation”

Des calculs plus phénoménologiques donnaient le même résultat mais avec le mode $K=2^-$ plus bas en énergie que le mode $K=0^-$. Il s'agit de calculs RPA effectués sur les isotopes pair-pairs ^{190,192,194}Hg et basés sur le modèle en couches tournant avec un potentiel de Nilsson et une interaction résiduelle modèle quadrupole-octupole [76]. Le principe de ce type de calculs est de considérer l'état vibrationnel comme une superposition cohérente d'excitations de quasi-particules [77]. Les résultats sont illustrés sur la figure III.19 avec les routhians des différents modes de vibration octupolaire pour les deux noyaux ^{190,192}Hg.

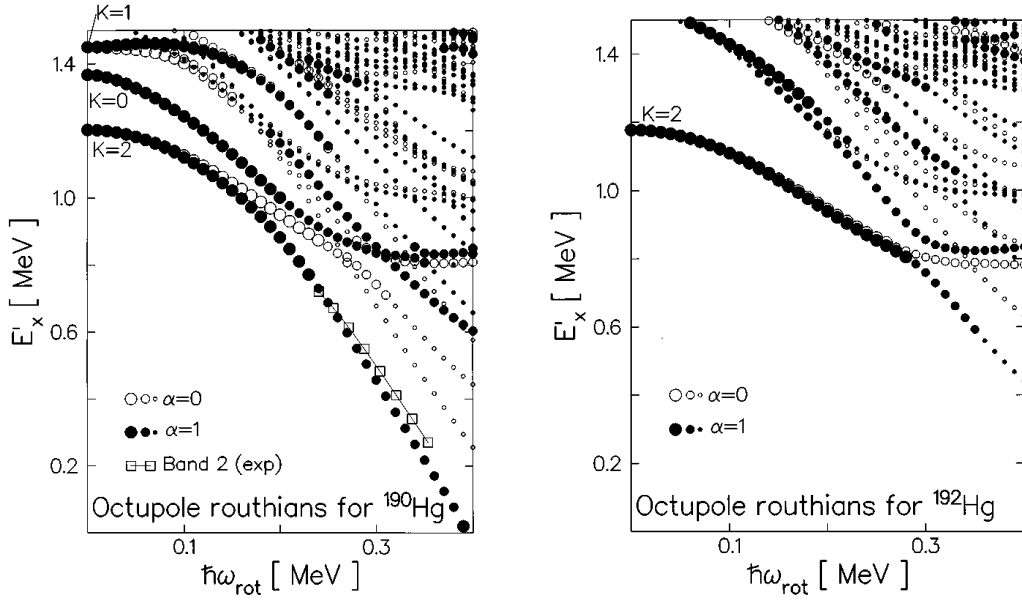


FIG. III.19 – Routhians des différents modes octupolaires pour les noyaux ¹⁹⁰Hg et ¹⁹²Hg montrant l'évolution en fonction de la fréquence de rotation. Ce sont les résultats des calculs RPA [76] présentés dans le texte.

Cependant, ces calculs dépendent de nombreux paramètres dont l'intensité des interactions résiduelles et l'intensité de la force d'appariement G_τ . Cette dernière, largement surévaluée, a été ajustée de manière à reproduire les estimations expérimentales de l'énergie d'appariement $\Delta_\tau(\omega)$ dans cette région de masse.

Que ce soit expérimentalement ou de manière théorique, tout souligne la grande importance de ce degré de liberté vibrationnel collectif dans la région de masse $A \sim 190$ en général et pour les isotopes ^{196,198}Pb en particulier. Il est donc justifié d'interpréter les

grandes intensités relatives des bandes 2a, 2b, 3a et 3b comme étant dues à la présence de ces corrélations octupolaires. Notons tout de même que, sur les spectres conditionnés de ces deux paires de bandes (cf figure III.4), on ne voit en coïncidence ni la bande yrast SD de ^{197}Pb , ni celle de ^{198}Pb , suggérant que ces bandes ne sont vraisemblablement pas construites sur des modes de vibration pure. C'est pourquoi nous avons proposé pour ces bandes un nouveau mode exotique de vibration octupolaire «assourdi» que l'on va développer dans la partie qui suit.

III.2.2.3 Interaction octupolaire résiduelle et mode octupolaire «assourdi»

Des énergies d'excitation très proches pour les modes d'excitation collectifs en $q_{3\mu}$ ($\mu=0$ ou 2) et individuels (2 quasi-particules) en ce qui concerne les isotopes $^{196,198}\text{Pb}$ permettent d'envisager une interaction très forte entre ces différents degrés de liberté. On peut rapidement se représenter l'action de cette interaction résiduelle en utilisant le modèle simple d'états à deux niveaux. Dans ce formalisme, les bandes 2a et 2b de ^{198}Pb seront construites sur les deux signatures d'un mélange d'excitations individuelle et collective, appelé «état 1» s'écrivant (cf. figure III.20) :

$$^{198}\text{Pb} - \text{Bandes 2a, 2b : État 1} = \alpha([512]5/2 \times [624]9/2) + \sqrt{1-\alpha^2}(\text{octupole } Y_{32})$$

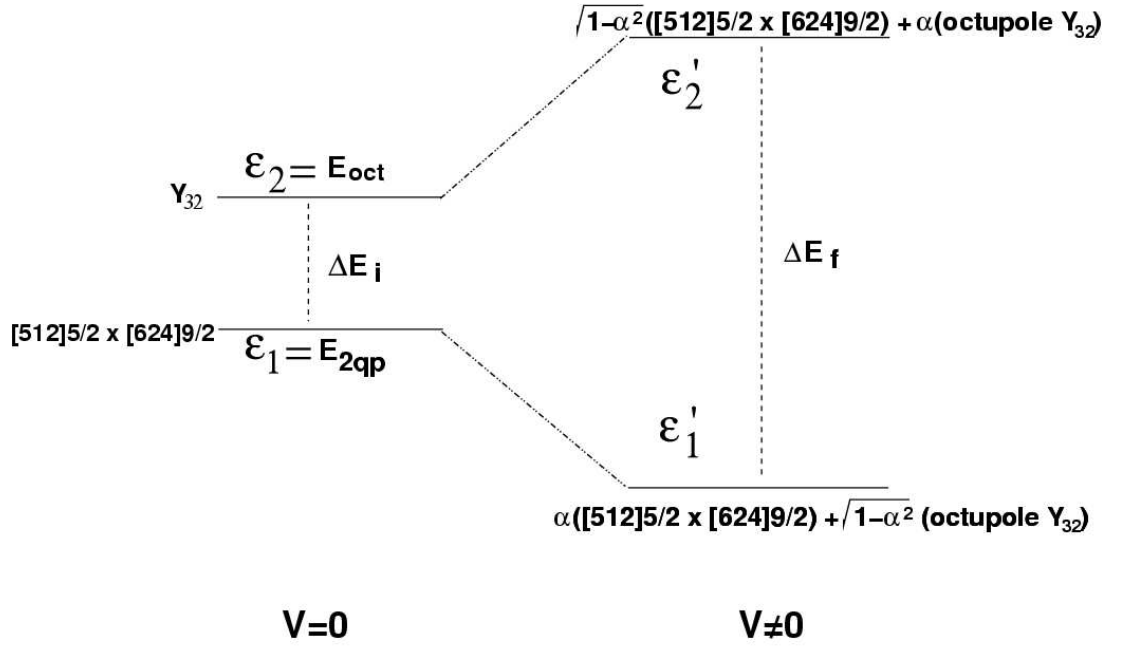


FIG. III.20 – Schématisation d'un système à deux niveaux ; avant et après le branchement de l'interaction V .

À partir des valeurs $\Delta E_i = E_{\text{octupole}} - E_{2qp}$ tirées des calculs GCM effectués sur ^{198}Pb et en choisissant un ΔE_f de telle façon qu'il y ait un abaissement de l'énergie d'excitation

aux alentours de 800 keV (cf. figure III.20), on peut évaluer l'intensité de cette interaction grâce à la formule :

$$\Delta E_f = \Delta E_i \sqrt{1 + 4 \frac{V^2}{\Delta E_i^2}} \implies V = \frac{1}{2} \sqrt{\Delta E_f^2 - \Delta E_i^2}$$

Cela correspondrait à une interaction Y_{32} d'intensité ~ 1 MeV à partir de laquelle on peut calculer l'intensité de mélange α^2 telle que :

$$\alpha = \sqrt{\frac{V^2}{V^2 + (\epsilon'_1 - \epsilon_1)^2}} \sim \sqrt{0,5} \sim 0,71$$

On est dans une situation de couplage maximal correspondant à des états finaux ayant autant de «quasi-particules» que d'«octupole». La probabilité de transition réduite dipolaire électrique entre les niveaux de la bande rotationnelle construite sur l'état 1 et ceux de la bande SD yrast sera égale à :

$$B(E1) \propto 0,5 | \langle \text{oct} | E1 | \text{yrast} \rangle |^2 + 0,5 | \langle 2\text{qp} | E1 | \text{yrast} \rangle |^2 \implies B(E1) \sim \frac{B(E1)_{\text{oct}}}{2}$$

$B(E1)_{\text{oct}}$ est la probabilité de transition réduite pour un pur état SD de vibration octupolaire. On notera que la décroissance E1 d'un état de vibration $K^\pi=2^-$ vers la bande yrast ne peut se faire qu'en le mélangeant, via la force de Coriolis, avec un état $K=1$. On s'attend donc dans notre cas à des valeurs de $B(E1)$ pour les transitions interbandes assez faibles. Dans l'expression de $B(E1)$, le deuxième terme relatif aux excitations à 2 quasi-particules ($K^\pi=2^-$) a été négligé puisque, avec $\Delta K=2$, la probabilité de transition réduite dipolaire électrique entre états intrinsèques est aux alentours de 10^{-6} unités Weisskopf.

Concernant les bandes 3a et 3b de ¹⁹⁷Pb, ce mélange d'excitations individuelle et collective, que l'on appellera «état 1'», pourra s'écrire de manière similaire :

$$\text{Bandes 3a, 3b : État 1'} = \alpha' ([512]5/2 \times [752]5/2 \times [624]9/2) + \sqrt{1 - \alpha'^2} [752]5/2 \times (\text{octupole } Y_{32})$$

On fera deux remarques concernant l'interaction résiduelle :

- les orbitales $[624]9/2$ et $[512]5/2$ satisfaisant les règles de sélection $\Delta N = \Delta n_z = 1$ et $\Delta \Omega = \Delta \Lambda = \pm 2$, un couplage via une interaction résiduelle en Y_{32} est en effet la plus envisageable ;
- une intensité de 1 MeV assez élevée illustre la complexité des phénomènes de couplage mis en œuvre.

III.3 Conclusion

Les six nouvelles bandes découvertes ont donc été assignées aux deux noyaux ¹⁹⁷Pb et ¹⁹⁸Pb. Deux d'entre elles, les bandes 4a et 4b de ¹⁹⁷Pb ont été interprétées de façon

«usuelle» comme étant des excitations à une quasi-particule. Pour les quatre autres, les bandes 3a et 3b de ^{197}Pb et les bandes 2a et 2b de ^{198}Pb , leur grande intensité relative et l'absence de transitions E1 les reliant à leur bande yrast respective nous a amené à une interprétation à partir d'un nouveau mode de couplage entre degrés de liberté individuel et collectif.

Bien que cela avait été déjà suggéré dans le noyau pair ^{196}Pb [15, 78] en 1996, il s'agit de la première mise en évidence expérimentale de corrélations octupolaires dans le puit SD des isotopes de plomb impairs.

Nos travaux mettant en lumière la complexité des phénomènes de couplage entre modes individuel et collectif soulignent plus que jamais la nécessité d'avoir une meilleure compréhension des corrélations octupolaires existant au sein de la matière SD. Parmi les points à éclaircir, il serait nécessaire de pousser plus loin les investigations pour connaître la nature de l'intensité résiduelle et comprendre son intensité. D'un point de vue expérimental, l'observation de transitions interbandes permettraient de faire un grand pas à cette fin. Théoriquement, une extension des calculs GCM précédents à un cas à deux dimensions incluant de façon simultanée les modes q_{30} et q_{32} , mais surtout une prise en compte à l'intérieur de ce formalisme du couplage entre les degrés de liberté collectif et individuel pour les noyaux $^{196,198}\text{Pb}$ comme cela avait déjà été fait dans la référence [79], seraient là-aussi une immense source d'informations pour aller plus loin dans notre interprétation.

Chapitre IV

L'isotope ^{196}Bi : Expérience et prédictions théoriques

D'un point de vue expérimental, nous n'avons que très peu d'informations sur le phénomène de superdéformation dans la zone de masse $A \sim 190$ au-delà de $Z=82$ (une bande SD dans les noyaux $^{195,196,197}\text{Bi}$ et une bande SD dans le noyau ^{198}Po). Ces noyaux pourraient impliquer pour leurs bandes SD excitées des configurations inédites permettant d'étudier indirectement la structure des éléments superlourds. Dans le but de développer la spectroscopie du second puits de certains isotopes de bismuth ($Z=83$), nous avons mené une expérience auprès d'EUROBALL IV où les états de hauts spins des noyaux $^{196,197}\text{Bi}$ ont été peuplés via la réaction $^{19}\text{F} + ^{184}\text{W}$ à 114 MeV. Dans la première partie de ce chapitre, nous présenterons le dispositif expérimental utilisé et les résultats que nous avons obtenus concernant la bande SD de ^{196}Bi . Pour interpréter nos résultats expérimentaux, nous avons effectué en collaboration avec des membres des groupes de Physique Théorique de l'IPN Lyon et du SPTh/Saclay des calculs microscopiques auto-cohérents statiques et dynamiques sur les noyaux pair-pairs adjacents $^{196,198}\text{Po}$ ($Z=84$). Les résultats de ces calculs seront présentés dans une seconde partie et confrontés aux résultats expérimentaux.

IV.1 Expérience ^{196}Bi

IV.1.1 Présentation de l'expérience

IV.1.1.1 Réaction

Nous avons réalisé notre expérience en utilisant la réaction de fusion-évaporation $^{184}\text{W}(^{19}\text{F}, 7\text{-}6\text{n})^{196,197}\text{Bi}$ à 114 MeV. Les prédictions PACE [52] concernant les principales voies peuplées sont montrées sur la figure IV.1 pour des énergies de bombardement allant de 96 à 134 MeV. Une énergie de bombardement de 114 MeV nous permet de peupler de

façon optimale les deux isotopes $^{196,197}\text{Bi}$ (respectivement les voies 7 et 6n), leur section efficace de production prédite étant respectivement, à cette énergie, de ~ 62 mb et ~ 149 mb. L'énergie d'excitation du noyau composé est de 78 MeV et le moment angulaire maximum transféré est de $49 \hbar$. Les sections efficaces de production des autres voies peuplées par cette réaction à une énergie de bombardement de 114 MeV sont résumées dans le tableau IV.1.

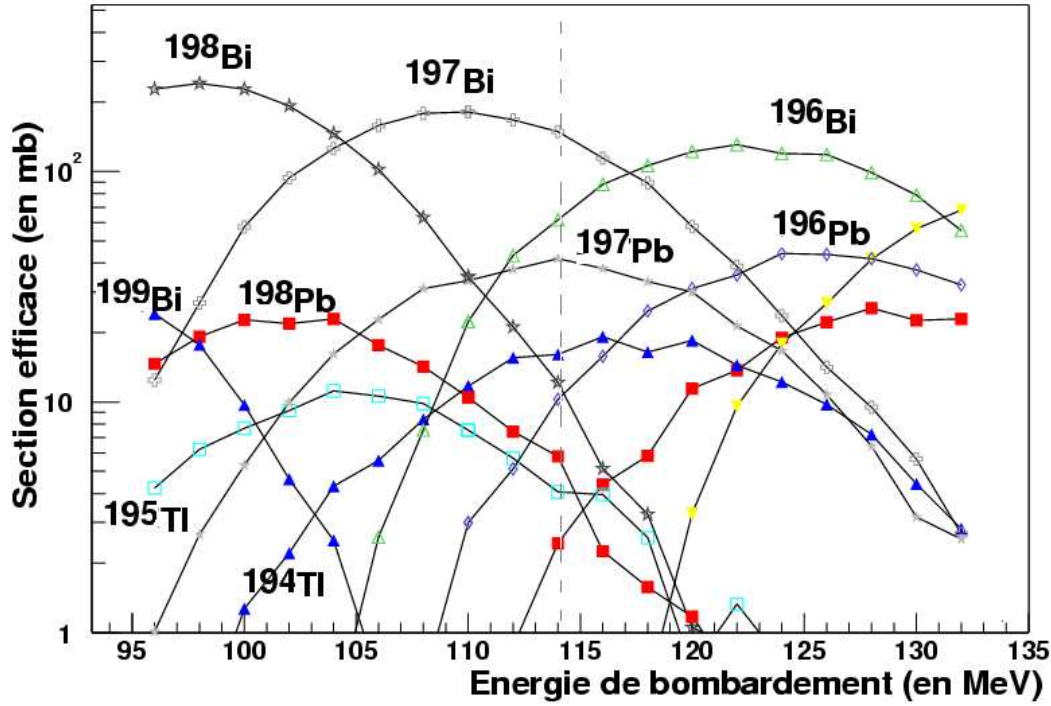


FIG. IV.1 – Sections efficaces de production des principaux noyaux formés par fusion-évaporation dans la réaction $^{19}\text{F} + ^{184}\text{W}$ estimées avec le code de fusion-évaporation PACE [52]. La barre verticale précise l'énergie de bombardement choisie pour l'expérience.

Le faisceau de ^{19}F délivré par le VIVITRON avait une intensité de 50 nAe. Les cibles de tungstène utilisées étaient composées de 3 feuilles de ^{184}W (une d'épaisseur $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ suivie de deux d'épaisseur $125 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) obtenues par évaporation sur de fins supports en carbone. Pour établir les coïncidences, nous avons choisi une fenêtre en temps de 550 ns adaptée aux études à hauts spins.

IV.1.1.2 Statistique de l'expérience

En ce qui concerne l'acquisition, seuls les événements bruts ayant une multiplicité γ germanium supérieure ou égale à 4 ou bien une multiplicité «boule interne» supérieure

Voie de réaction	Pourcentage	Section efficace de production	Particules évaporées
total réaction	100 %	916 mb	-
fission	67 %	612 mb	-
^{197}Bi	16 %	149 mb	6n
^{196}Bi	7 %	62 mb	7n
^{197}Pb	5 %	42 mb	5n 1p
^{194}Tl	2 %	16 mb	7n 2p
^{198}Bi	1,3 %	12 mb	5n
^{196}Pb	1 %	10,3 mb	6n 1p
^{198}Pb	0,6 %	6 mb	4n 1p
^{195}Tl	0,4 %	4 mb	6n 2p

TAB. IV.1 – Tableau récapitulatif des différentes voies peuplées par la réaction $^{19}\text{F}+^{184}\text{W}$ à 114 MeV d'après les prédictions du code PACE[52].

à 7 ont été traités. Cette condition sur la boule interne nous a permis de rejeter les événements dus à la fission. La contribution due à la fission est plus importante que pour l'expérience précédente puisqu'elle représente $\sim 67\%$ de la section efficace totale contre 54% précédemment (cf. chapitre III concernant les isotopes de plomb). Pour des raisons diverses (mauvaise résolution, dérive trop importante des gains), 20 cristaux (3 tronconiques, 6 pétales de clover et 11 pétales de cluster) sur 239 n'ont pas été pris en compte pour notre analyse. Ayant duré six jours, notre expérience nous a finalement permis d'obtenir, après réjection Compton, add-back et traitement en temps¹, 2×10^9 événements de multiplicité germanium 3 ou plus; il s'agit de la multiplicité nette. Les distributions en multiplicité nette germanium pour la totalité de la statistique et «boule interne» effectuée à partir d'un échantillon de 2×10^5 événements bruts sont représentées sur la figure IV.2. Pour notre analyse, seuls les événements de multiplicité nette supérieure à 3 ont été gardés.

En ce qui concerne le traitement de la boule interne, nous n'avons pas pu effectué de sélection isotopique à partir de la matrice (énergie somme-multiplicité) comme l'illustre la figure IV.3 où l'on ne distingue qu'une seule région centrée sur une multiplicité égale à 7 et une énergie somme à 700 keV. Comme nous l'avions déjà noté lors de notre étude des noyaux $^{197,198}\text{Pb}$, cela pourrait s'expliquer par la présence d'isomères dans les deux noyaux.

¹Pour cette expérience, la matrice énergie-TAC a été montrée au cours du chapitre II; il en est de même des coupures en temps utilisées.

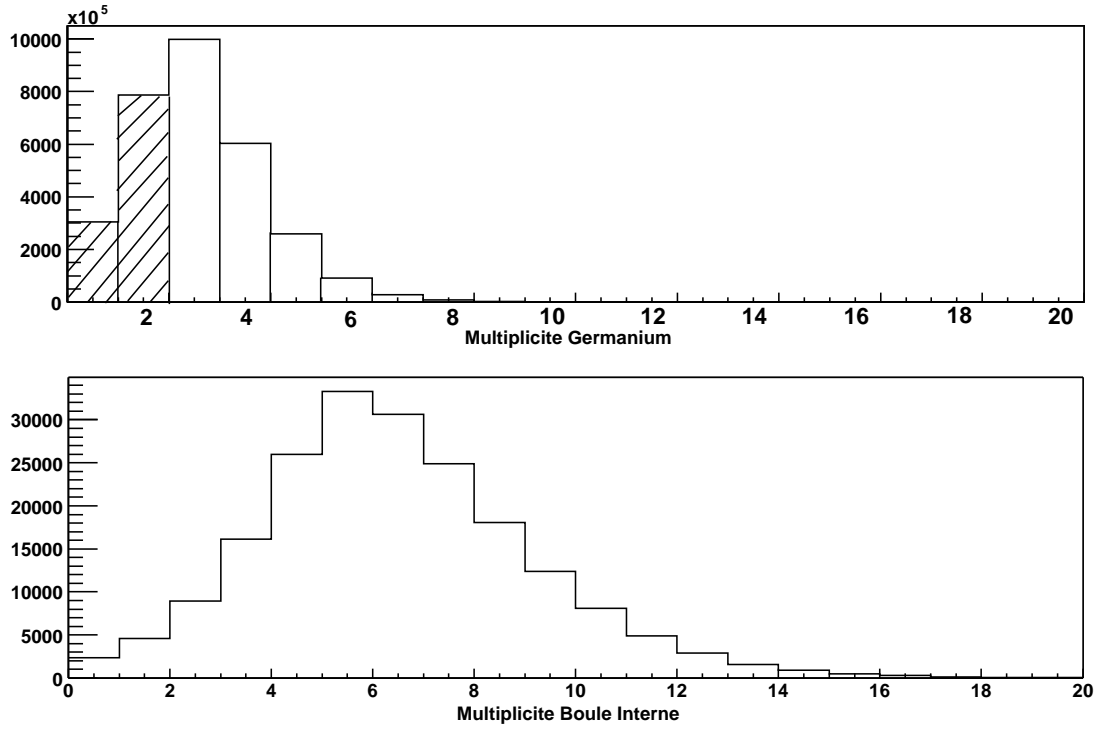


FIG. IV.2 – Distributions en multiplicité nette germanium pour la totalité de la statistique (en haut ; seuls les événements de multiplicité nette supérieure à 3 ont été gardés) et «boule interne» (en bas) effectuée à partir d'un échantillon de 2×10^5 événements bruts.

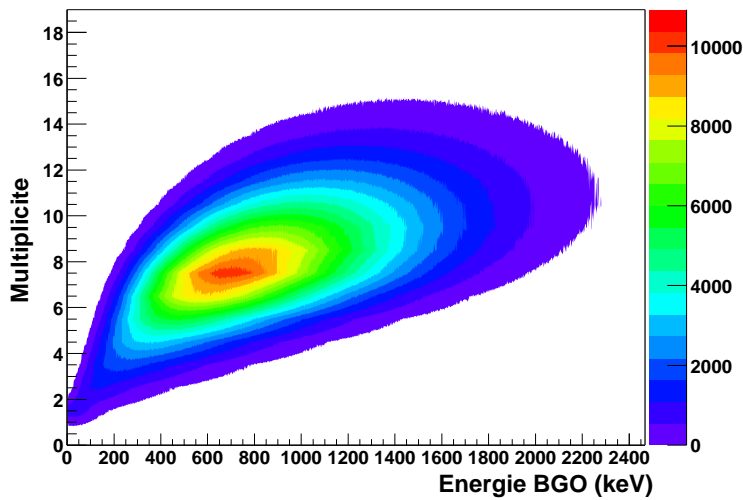


FIG. IV.3 – Traitement de la boule interne : matrice (énergie somme-multiplicité).

IV.1.1.3 Calibration et Efficacité

Les détecteurs ont été calibrés au moyen de sources de ^{56}Co , ^{133}Ba et ^{152}Eu . Les coefficients de calibration ont été déterminés grâce à notre nouvelle méthode de calibra-

tion automatique basée sur les sous-ensembles flous exposée au chapitre II consacré aux techniques expérimentales.

Les intensités des pics des sources ^{56}Co , ^{133}Ba et ^{152}Eu étant tabulées, nous avons pu grâce à ces données collectées tracer la courbe d'efficacité relative pour EUROBALL IV lors de notre expérience (cf figure IV.4). On notera que pour les transitions à basse énergie, l'efficacité ainsi mesurée en source diffère de celle que l'on aura sous faisceau : ces transitions de basse énergie ayant des temps de détection plus long, seront systématiquement retardées et ne contribueront pas à l'événement si elles ne sont pas présentes dans la fenêtre de temps imposée.

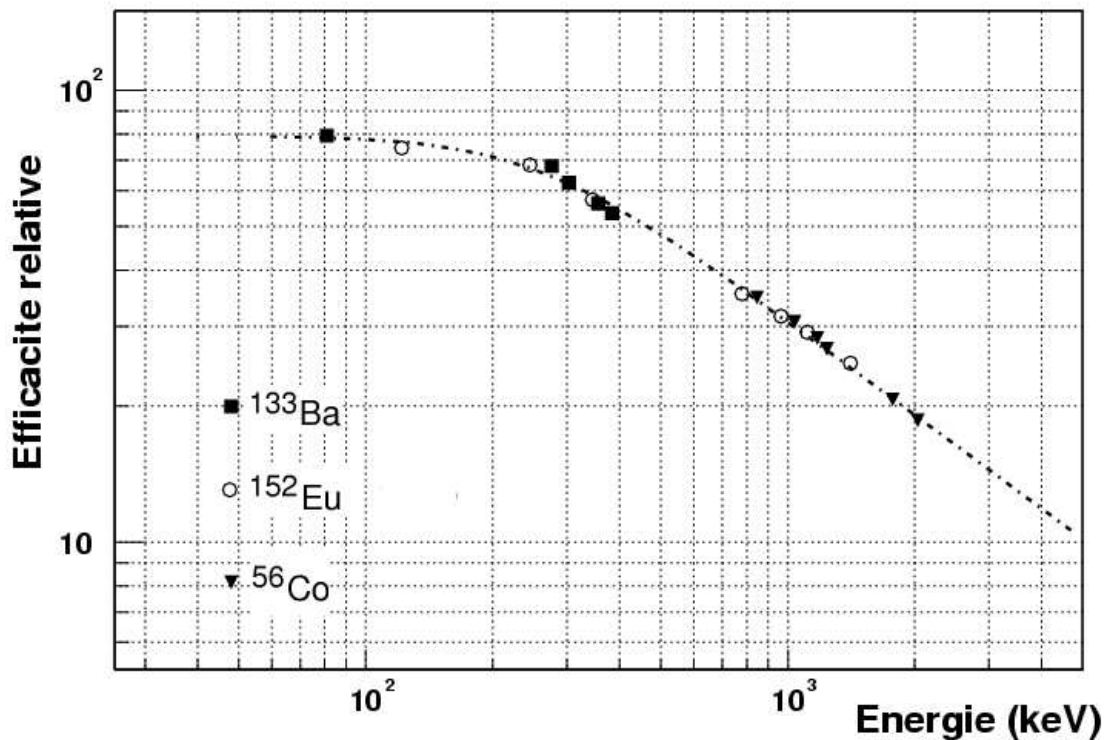


FIG. IV.4 – Courbe d'efficacité relative mesurée à partir de sources de ^{56}Co , ^{133}Ba et ^{56}Co .

IV.1.2 Résultats

IV.1.2.1 État des connaissances

Deux expériences, effectuées à l'aide du multidétecteur GAMMASPHERE [80, 81] auprès du cyclotron «88 inch» du laboratoire Lawrence Berkeley (LBNL) en Californie avaient déjà eu pour but de mettre en évidence le phénomène de superdéformation dans les isotopes de bismuth et de montrer qu'un puits de potentiel SD persistait pour des noyaux au delà de $Z=82$. Les principales caractéristiques de ces deux expériences réalisées par le LBNL en collaboration avec des physiciens de l'IPN Orsay sont données dans le tableau IV.2. Pour les deux réactions de fusion-évaporation utilisées, $^{20}\text{Ne}+^{181}\text{Ta}$ à 123 MeV et $^{19}\text{F}+^{183}\text{W}$ à 108 MeV, les voies majoritaires sont celles en 5n et 6n correspondant respectivement aux noyaux $^{195,196}\text{Bi}$ et $^{196,197}\text{Bi}$. Les voies 4n (correspondant au noyau ^{197}Bi pour la première réaction) et 7n (correspondant au noyau ^{195}Bi pour la seconde) sont négligeables.

Au terme de l'analyse de ces deux expériences limitées par la statistique à l'étude de spectres doublement conditionnés, trois nouvelles bandes SD (bande 1, bande 2 et bande 3; les énergies des transitions sont données dans le tableau IV.3 et les spectres sont représentés sur la figure IV.5) ont été découvertes. Le tableau IV.2 indique également dans laquelle de ces deux expériences ces différentes nouvelles bandes SD ont pu être observées.

	Expérience « ^{195}Bi »	Expérience « ^{197}Bi »
cible	^{181}Ta : $2 \times 350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (cibles auto-supportées)	^{183}W : $2 \times 300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (support en Carbone)
faisceau	^{20}Ne à 123 MeV	^{19}F à 108 MeV
noyau composé	^{201}Bi	^{202}Bi
I_{max}, E^*	$45,5\hbar$; 71,5 MeV	$41\hbar$; 65,5 MeV
Nb d'événements collectés (fold 3 et plus)	9×10^8	8×10^8
$\sigma_{\text{prod}}(^{195}\text{Bi})$ et nb de neutrons évaporés	46 %, 6n	-
$\sigma_{\text{prod}}(^{196}\text{Bi})$ et nb de neutrons évaporés	26 %, 5n	28 %, 6n
$\sigma_{\text{prod}}(^{197}\text{Bi})$ et nb de neutrons évaporés	-	54 %, 5n
bandes SD observées	bande 1 et bande 2	bande 2 et bande 3

TAB. IV.2 – Caractéristiques des expériences « ^{195}Bi » et « ^{197}Bi » réalisées avec GAMMASPHERE [80, 81, 15]. Les quantités I_{max} , E^* et σ_{prod} , étant respectivement le moment angulaire maximal transféré, l'énergie d'excitation et les sections efficaces de production des différents noyaux, sont issues du code PACE.

TAB. IV.3 – Appartenance, nombre et énergies des transitions en keV des trois bandes SD appartenant aux noyaux $^{195,196,197}\text{Bi}$ précédemment observées [80, 81, 15].

bande 1 (^{195}Bi)	bande 2 (^{196}Bi)	bande 3 (^{197}Bi)
9	13	10
222,0 (8)	166,0 (3)	186,8 (3)
261,5 (5)	207,7 (3)	229,0 (3)
301,4 (5)	249,3 (3)	269,6 (3)
341,9 (5)	290,6 (5)	310,4 (4)
380,7 (5)	332,1 (3)	350,5 (5)
420,6 (5)	373,1 (5)	390,1 (5)
457,9 (5)	413,8 (3)	429,8 (6)
495,0 (1)	454,4 (4)	468,1 (5)
532,0 (1)	494,5 (5)	506,1 (6)
	534,6 (6)	544,4 (10)
	573,9 (4)	
	614,1 (5)	
	652,6 (6)	

L'appartenance de chacune de ces bandes à la série isotopique des éléments bismuth a été établie par l'observation des transitions X, K_α et K_β , en coïncidence avec les transitions γ de chacune de ces trois bandes. La bande 2 observée dans les données de deux expériences, a été attribuée au noyau ^{196}Bi . La bande 3, uniquement visible sur les données de l'expérience « ^{197}Bi », a été assignée à cet isotope de bismuth qui est le plus produit. De manière similaire, la bande 1 a été assignée au noyau ^{195}Bi . À cause du peu d'informations existantes concernant les schémas de niveaux à déformation normale de ces isotopes de bismuth et la présence de nombreux états isomériques, il a été difficile d'établir une assignation plus ferme de ces trois bandes SD.

Dans l'article [80] où les bandes 2 et 3 avaient été assignées toutes deux à l'isotope ^{197}Bi , leurs spins de tête de bande avaient été estimés à respectivement $6,4(1)\hbar$ (où $13/2\hbar$ pour prendre la valeur demi-entière la plus proche) et $7,5(1)\hbar$ (soit $15/2\hbar$).

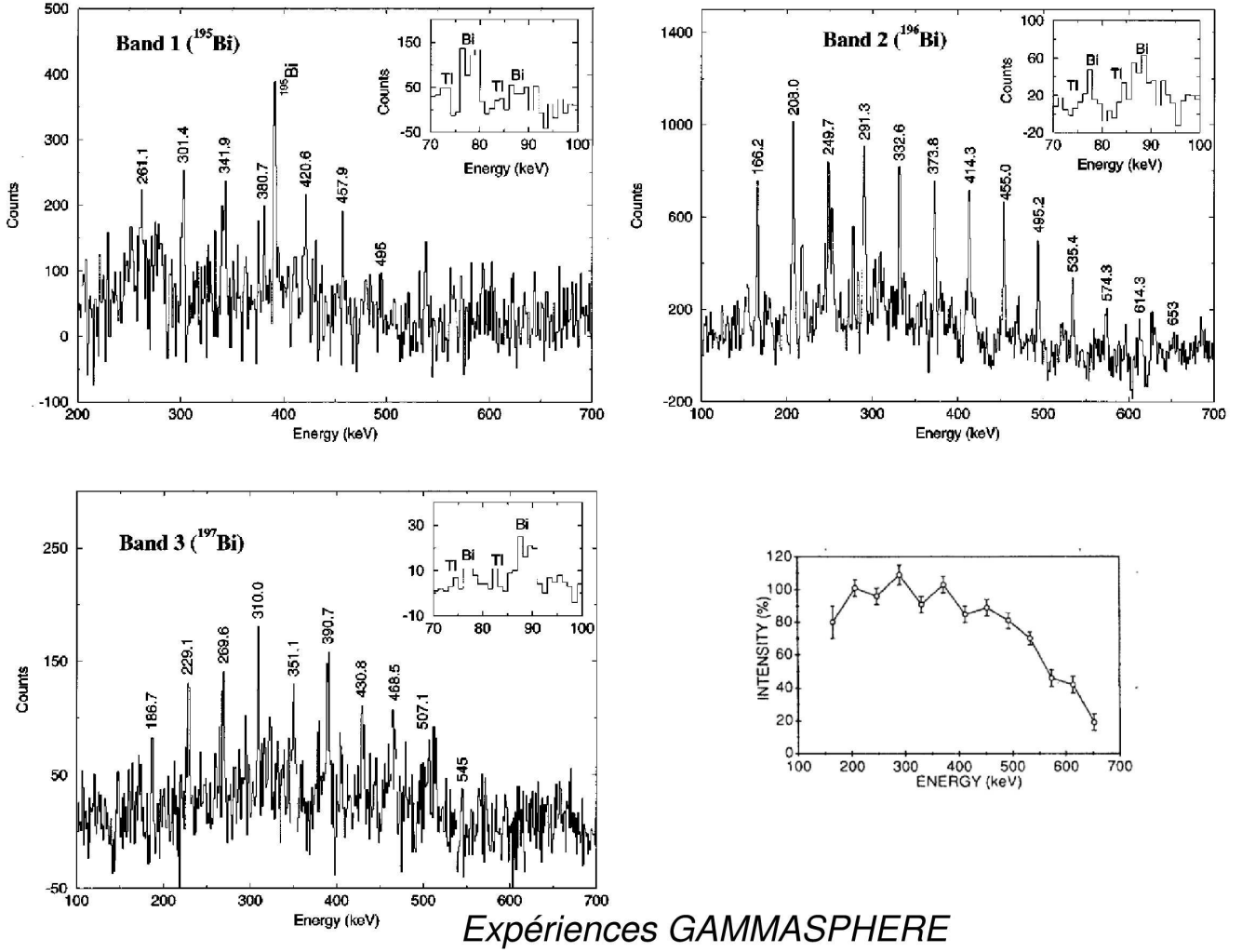


FIG. IV.5 – Anciennes données GAMMASPHERE [80, 81] : spectres doublement conditionnés des bandes SD1, SD2 et SD3 des noyaux $^{195,196,197}\text{Bi}$. En bas à droite : profil d'intensité de la bande SD2 de ^{196}Bi .

IV.1.2.2 Résultat de notre expérience : une nouvelle transition pour la bande SD de ^{196}Bi

Le but initial de cette expérience était la mise en évidence de nouvelles bandes SD excitées bâties sur les orbitales $\pi[514]9/2$ ou $\pi[770]1/2$, les deux étant prédites théoriquement, comme on le verra plus loin, très près du niveau de Fermi. L'observation de cross-talks entre les deux bandes SD construites sur les deux signatures de l'orbitale $[514]9/2$ devraient permettre d'obtenir des informations essentielles concernant le facteur de «quenching» proton (cf. Annexe A). Sa détermination n'a été faite, à ce jour, qu'à partir de données relatives à des bandes SD bâties sur les deux partenaires de signature de l'orbitale $\pi[642]5/2$. Mettre en évidence une bande construite sur l'orbitale $[770]1/2$

provenant de l'orbitale intruse $j_{15/2}$ et abaissée par les effets conjoints de la déformation et de la rotation aurait pu nous autoriser à étudier indirectement la structure des éléments superlourds (on le verra plus loin dans la partie IV.2.2.2).

Concernant notre expérience, nous nous sommes heurtés aux mêmes difficultés que pour les précédentes : bruit de fond dû à la fission important, manque d'information sur les schémas de niveaux à déformation normale, présence d'états isomériques. La figure IV.6 représentant un spectre conditionné sur les transitions X du bismuth permet de se rendre compte que, conformément aux prédictions du code PACE, nous avons peuplé les états de hauts spins des noyaux $^{196,197}\text{Bi}$ de manière à peu près égale : on peut voir sur cette figure, en plus de transitions clairement assignées au noyau ^{197}Bi , d'autres transitions assez intenses pouvant appartenir au noyau ^{196}Bi dont le schéma normalement déformé est très mal connu (composé de 4 niveaux dont 3 états isomériques de 240s, 308s et 0,6s). Des travaux sont en cours concernant l'étude de ces états normalement déformés.

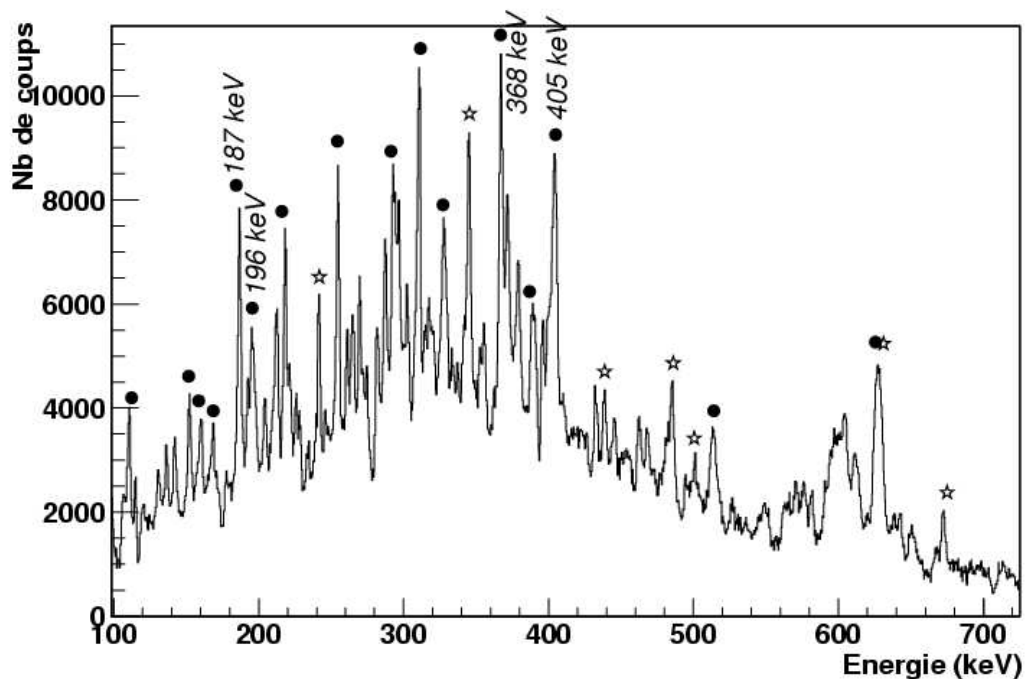


FIG. IV.6 – Spectre conditionné sur les transitions X du bismuth ($K_{\alpha_1}=77,107$ keV, $K_{\alpha_2}=74,815$ keV et $K_{\beta_1}=87,349$ keV [54]). Les cercles correspondent à des transitions appartenant au schéma de niveaux normalement déformé de ^{197}Bi . Les étoiles indiquent des transitions dont l'appartenance au noyau ^{196}Bi ou ^{197}Bi n'est pas encore clairement établie. Les pics correspondant à certaines transitions yasts du noyau ^{196}Bi sont clairement indiqués sur la figure avec leur valeur en énergie.

Malheureusement, malgré des conditions expérimentales assez similaires à celles de l'expérience « ^{197}Bi », la bande SD de ce noyau est très difficilement visible et ses spectres conditionnés inexploitable. Cela peut être dû à un bruit de fond causé par une fission plus importante. À cause de ce problème, la découverte de nouvelles bandes SD grâce à notre procédure de recherche automatique a été également impossible.

Grâce à une statistique plus importante, nous avons pu augmenter en sélectivité et mettre en évidence une transition à 124 keV pour la bande SD de ^{196}Bi (cf. le spectre triplement conditionné de la figure IV.7). Cette transition avait été suggérée dans la thèse de S. Bouneau mais non publiée [15]. L'assignation de cette bande n'a malheureusement pas pu être plus fermement établie que précédemment.

Il est important de noter qu'il s'agit de la transition SD connue la plus basse en énergie de toute la carte des noyaux à l'exception des isomères de fission.

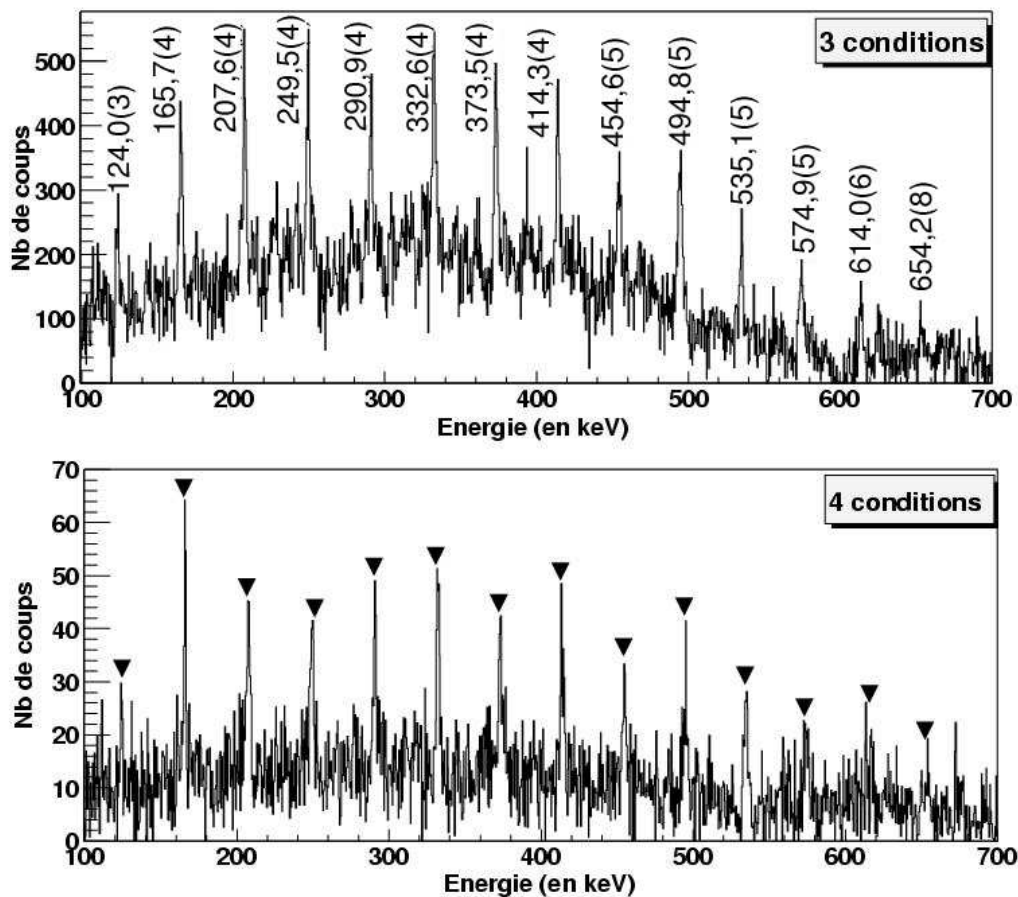


FIG. IV.7 – Spectres triplement (en haut) et quadruplement (en bas) conditionnés de la bande SD de ^{196}Bi .

Le profil d'intensité de cette bande a pu être tracé pour chaque énergie de transition de cette bande laissant clairement apparaître le plateau, la population et la désexcitation de la bande (cf. figure IV.8). Pour mesurer ces intensités relatives, nous avons choisi comme référence la transition du plateau à 208 keV. Les intensités ont été corrigées des efficacités et de la conversion interne importante aux basses énergies : avec une intensité sur-estimée en source de $\sim 25\%$, une transition E2 de 124 keV a un coefficient de conversion interne de $\sim 2,8$ et pour une transition de 166 keV de 0,9. Pour les basses énergies, les valeurs des efficacités ont été extrapolées des efficacités mesurées sous faisceau par l'expérience « ^{197}Pb » évoquée précédemment : à cause de conditions de multiplicité plus élevée sous faisceau qu'en source, les transitions de basses énergies sont détectées avec une efficacité plus faible ; cela peut être dû à un temps de détection plus long faisant en sorte qu'elles ne sont pas forcément présentes dans la fenêtre en temps imposée [27].

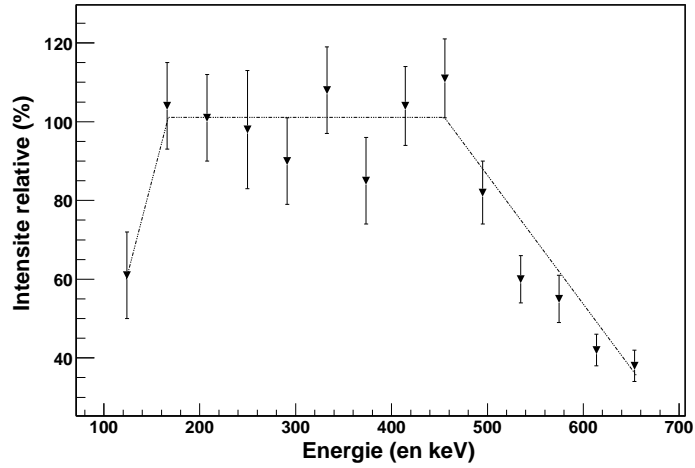


FIG. IV.8 – Profil d'intensité de la bande SD de ^{196}Bi . La méthode utilisée pour extraire les intensités relatives est expliquée dans le texte. C'est la transition à 208 keV qui nous a servi de référence.

Contrairement à la tendance suggérée par le profil d'intensité de la figure IV.5, nous observons une désexcitation en une transition. Cela peut s'expliquer par le fait que l'effet de correction des efficacités sous faisceau, précédemment évoqué, n'a pas été pris en compte dans les anciennes données.

IV.1.2.3 Moment d'inertie dynamique

La figure IV.9 représente le moment d'inertie en fonction de la fréquence de rotation pour la bande yrast du noyau ^{196}Bi comparé à ceux des bandes fondamentales des noyaux $^{195,197}\text{Bi}$.

Comme on avait déjà pu le noter lors du chapitre précédent, des moments d'inertie très

plats semblent indiquer l'occupation d'une orbitale intrusive. Ce caractère est encore plus accentué pour la bande SD de ^{196}Bi , noyau impair-impair dans lequel on aurait alors un double blocage (proton et neutron) comme cela a déjà été observé dans certains isotopes de thallium impair-impairs [19].

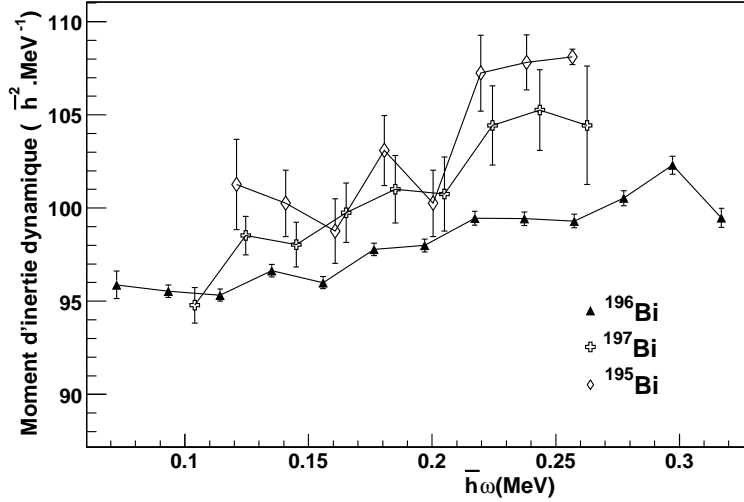


FIG. IV.9 – Moments d'inertie dynamiques des bandes SD fondamentales des noyaux $^{195,196,197}\text{Bi}$ en fonction de la fréquence de rotation extraits des références [80, 81, 15] et de notre expérience.

IV.1.3 Discussion des résultats

IV.1.3.1 Estimation du spin de la tête de bande - Spin maximum transférable

Les méthodes traditionnelles d'extraction de spin de tête de bande, comme la méthode de Wu ou un ajustement des paramètres de Harris, basées sur des paramétrisations de l'énergie du rotor ne sont guère applicables sur les noyaux impair-impairs.

Des informations concernant le spin de la tête de bande peuvent être tirées de l'estimation du spin maximum transféré. Ce spin maximum atteint est limité par la fission et va décroître si le paramètre de fissilité, proportionnel à Z^2/A , augmente. Expérimentalement, la figure IV.10 montre que l'évolution de ce spin maximum transféré en fonction de Z^2/A a un comportement à peu près linéaire (variation d'approximativement $9 \hbar$ par unité de Z^2/A) comme l'ont mis en évidence I. Deloncle et al. [82]. En accord avec les précédentes estimations de S. Bouneau [15] obtenues avec la même méthode, pour un Z^2/A de 35,15 correspondant au noyau ^{196}Bi , on obtiendra par extrapolation un spin maximum transféré valant $34 \pm 1 \hbar$. En supposant que la dernière énergie de la bande à 652 keV corresponde

à une transition $34 \rightarrow 32$ à une unité près, nous pouvons estimer les spins correspondant à chacune des transitions de la bande SD (cf. tableau IV.4).

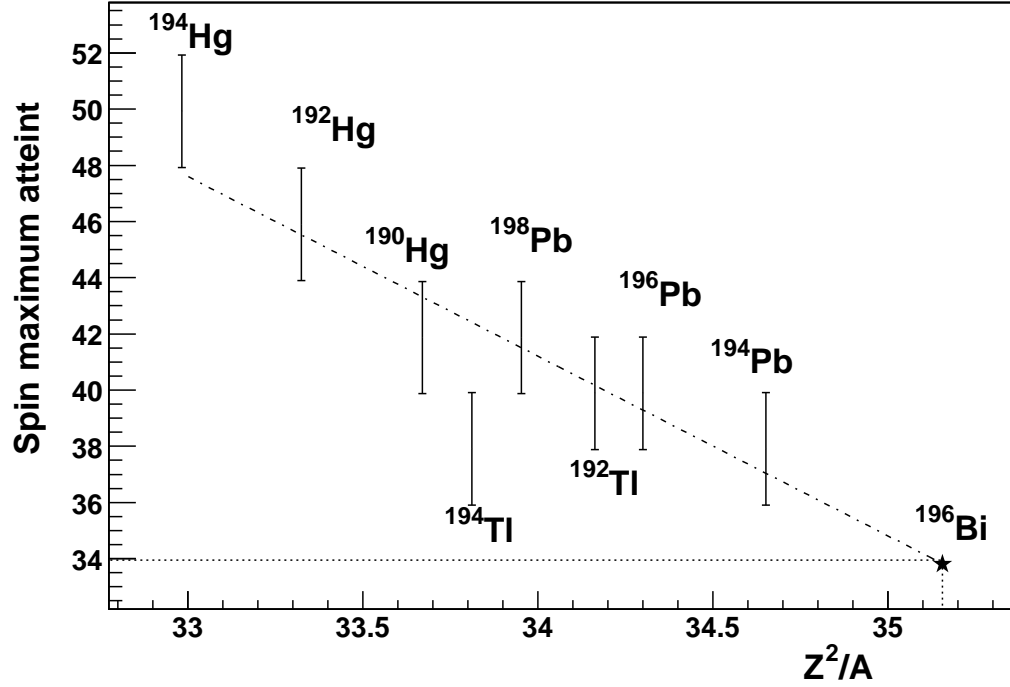


FIG. IV.10 – Spin maximum atteint par différentes bandes SD de la région $A \sim 190$ en fonction du paramètre Z^2/A du noyau résiduel [82]. L'étoile indique le spin maximum attendu pour le noyau ^{196}Bi ayant un Z^2/A de 35,15.

TAB. IV.4 – Énergies et spins associés aux transitions de la bande SD de ^{196}Bi . Les spins ont été estimés, à $1 \hbar$ près, à partir de la valeur attendue, pour le noyau ^{196}Bi , du spin maximum pouvant être atteint ($34 \hbar$).

Énergie	Transition
124.0(3)	$(8 \rightarrow 6)$
165.7 (1)	$(10 \rightarrow 8)$
207.6 (1)	$(12 \rightarrow 10)$
249.5 (1)	$(14 \rightarrow 12)$
290.9 (1)	$(16 \rightarrow 14)$
332.6 (1)	$(18 \rightarrow 16)$
373.5 (1)	$(20 \rightarrow 18)$
413.3 (1)	$(22 \rightarrow 20)$
454.6 (1)	$(24 \rightarrow 22)$
494.8 (1)	$(26 \rightarrow 24)$
535.1 (1)	$(28 \rightarrow 26)$
574,9 (1)	$(30 \rightarrow 28)$
614.0 (1)	$(32 \rightarrow 30)$
654.2 (1)	$(34 \rightarrow 32)$

IV.2 Interprétation

Dans le but d'interpréter nos résultats, nous avons effectué, en collaboration avec des théoriciens de l'IPN Lyon, Jacques Meyer, et du SPTh du CEA/Saclay, Thomas Duguet et Paul Bonche, des calculs de champ moyen microscopiques auto-cohérents statiques et dynamiques concernant les isotopes $^{196,198}\text{Po}$. Avant de présenter les résultats de nos calculs, nous ferons un rapide rappel au sujet des modèles de champ moyen microscopiques auto-cohérents. Ces calculs ont été effectués également dans le cadre d'une expérience menée très récemment auprès d'EUROBALL IV couplé au RFD concernant la superdéformation dans les isotopes de polonium.

IV.2.1 Rappel sur les modèles de champ moyen microscopiques auto-cohérents

Plusieurs approches théoriques permettent d'étudier le phénomène de superdéformation. Dans un premier temps, le noyau peut être considéré comme un système macroscopique classique auquel on rajoute des effets de couches. Pour aller plus loin, on emploie des théories microscopiques où l'on considère le noyau comme une assemblée de nucléons indépendants plongés dans un potentiel moyen directement postulé (approches phénoménologiques de type modèle en couches) ou dérivé de façon auto-cohérente.

Nous nous attarderons, ici, sur les modèles microscopiques de champ moyen auto-cohérents non relativistes à température nulle [83].

IV.2.1.1 Calculs statiques : Méthodes Hartree-Fock et Hartree-Fock+BCS

L'ingrédient de base est la définition du hamiltonien effectif gouvernant le mouvement des nucléons indépendants sous l'influence d'un champ moyen qu'ils créent collectivement :

$$H = \sum_{i=1}^A t_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A v_{ij}^{eff} = \sum_{ij} \langle i|t|j \rangle c_i^\dagger c_j + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} \langle ij|v^{eff}|\tilde{k}l \rangle c_i^\dagger c_j^\dagger c_k c_l$$

$\langle ik|v^{eff}|\tilde{j}l \rangle$ sont les éléments de matrice antisymétrisés de l'interaction effective dont nous parlerons à la fin de ces rappels théoriques.

Dans le cadre de la méthode Hartree-Fock (HF) [84, 85], l'état fondamental d'un noyau, en représentation $\{\vec{r}\}$, est recherché sous la forme d'un déterminant de Slater construit à partir des fonctions d'onde individuelles des nucléons :

$$|\Phi_{HF}\rangle = \mathcal{S}[\phi_\mu(\vec{r}_\mu)]$$

En minimisant l'énergie totale du noyau, on aboutit à un système auto-cohérent de A équations non-linéaires (les équations dites de Hartree-Fock) :

$$\delta E^{HF} = \delta \left\{ \frac{\langle \Phi_{HF} | H | \Phi_{HF} \rangle}{\langle \Phi_{HF} | \Phi_{HF} \rangle} \right\} = 0 \rightarrow \boxed{h\phi_{\beta_i} = \left\{ \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U_{HF}[\phi_\alpha] \right\} \phi_{\beta_i} = \epsilon_{\beta_i}, i=1, \dots, A}$$

h est le hamiltonien de Hartree-Fock et U_{HF} le champ moyen HF qui dépend lui même des fonctions d'onde individuelles. Ces équations peuvent s'écrire de manière plus simple en fonction de la densité ρ à un corps :

$$[h(\rho), \rho] = 0$$

Ces équations se résolvent par itération : on part d'une matrice densité initiale permettant de construire un premier hamiltonien HF que l'on diagonalise. Les états propres définissent une nouvelle matrice densité qui servira à construire un nouvel hamiltonien Hartree-Fock et ainsi de suite jusqu'à ce que la variation de la matrice densité entre deux itérations successives soit inférieure à un critère de convergence fixé.

La fonction d'onde HF est une bonne approximation de l'état fondamental d'un noyau lorsque son spectre individuel obtenu par cette méthode présente un large gap en énergie entre les derniers états occupés et les premiers états libres. Dans ce cas, l'influence d'une interaction résiduelle négligée jusqu'ici ne permettra pas un couplage significatif entre l'état fondamental HF et les premiers états excités particule-trou. La méthode Hartree-Fock ne pourra être appliquée avec succès qu'essentiellement pour les noyaux magiques.

La méthode Hartree-Fock+Bardeen-Cooper-Schrieffer [86, 85] permet de prendre en compte de façon auto-cohérente la plus importante de ces interactions résiduelles : l'appariement. Développée à la fin des années 50 pour décrire le phénomène de supraconductivité, elle constitue un cas particulier de la méthode Hartree-Fock-Bogoliubov développée plus loin, les fermions considérés comme indépendants ne sont plus les nucléons «seuls» mais des quasi-particules (qp) caractérisées par un jeu d'opérateur à un corps $\{\alpha_k, \alpha_k^\dagger\}$ mélangeant les opérateurs d'annihilation et de création de particule $\{c_k, c_k^\dagger\}$ suivant la transformation BCS dans laquelle on impose à l'interaction d'appariement de ne mélanger que des états symétriques sous le renversement du temps :

$$\begin{cases} \alpha_k = u_k c_k^\dagger + v_k c_k \\ \alpha_k^\dagger = u_k c_k^\dagger - v_k c_{\bar{k}} \end{cases}$$

La fonction d'onde d'essai BCS sera alors :

$$|\Phi_{BCS}\rangle = \prod_k (u_k + v_k c_k^\dagger c_{\bar{k}}^\dagger) |-\rangle \quad \text{avec } \alpha_k |\Phi_{BCS}\rangle = 0 \quad \forall k$$

avec c_k^\dagger et $c_{\bar{k}}^\dagger$ étant respectivement les opérateurs de création d'une particule dans l'état k et son renversé du temps \bar{k} agissant sur le vide HF+BCS. u_k et v_k sont les amplitudes de probabilité pour que la paire (k, \bar{k}) soit respectivement inoccupée et occupée avec la condition de normalisation $u_k^2 + v_k^2 = 1$. Les calculs s'en trouvent simplifiés puisque, dans cette théorie, on se contente sous certaines approximations de rechercher les solutions HF puis de calculer les coefficients u_k et v_k en résolvant les équations du gap. Cette approximation n'est plus adaptée dans les cas où l'invariance par renversement du temps est brisée comme pour le calcul des noyaux impairs ou avec la méthode du «cranking». À cause de problème de couplage au continuum induit par la force résiduelle d'appariement, l'approximation BCS n'est pas non plus adaptée à l'étude des noyaux pair-pairs proches des lignes d'émission spontanée de particules («drip-lines») [87].

Ajoutons qu'il est nécessaire d'utiliser des termes de contrainte pour garantir la conservation du nombre de nucléons en moyenne et connaître l'énergie du noyau en fonction d'une ou plusieurs variables collectives q_i , telles que les déformations quadrupolaires ou octupolaires. Ces contraintes se traduisent d'un point de vue technique en ajoutant à l'énergie à minimiser un terme composé de la valeur moyenne de l'opérateur sur laquelle va agir la contrainte associé à un multiplicateur de Lagrange. Pour le cas présent évoqué, l'hamiltonien à minimiser sera :

$$\delta \langle H - \lambda_N N - \lambda_Z Z - \mu Q \rangle = 0$$

Pour connaître la déformabilité du noyau, on procède à des calculs contraints en chaque point q_0 de l'espace de déformation choisi (associé à l'opérateur Q), avec μ étant un multiplicateur de Lagrange fixé de telle manière que la valeur moyenne $\langle Q \rangle$ soit justement égale à la valeur q_0 .

IV.2.1.2 Méthode Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) et calculs tournants

Pour effectuer des calculs tournants («crankés»), cas où la méthode HF+BCS ne peut pas être appliquée puisque l'invariance par rapport au temps est brisée, on utilise la méthode Hartree-Fock-Bogoliubov [85] permettant, là aussi, de prendre en compte de façon auto-cohérente l'appariement et d'inclure les corrélations particule-particule et trou-trou. Cette méthode repose sur la transformation de Hartree-Fock-Bogoliubov :

$$\begin{cases} \eta_\nu = \sum_i U_{\nu i} c_i + V_{\nu i} c_i^\dagger \\ \eta_\nu^\dagger = \sum_i U_{\nu i}^* c_i^\dagger + V_{\nu i}^* c_i \end{cases}$$

permettant de définir l'état fondamental $|\Phi_{HFB} >$ comme :

$$|\Phi_{HFB} > = \prod_k \eta_k | - > \text{ avec } \eta_k |\Phi_{HFB} > = 0 \quad \forall k$$

où $| - >$ représente le vide de quasi-particule. L'énergie Hartree-Fock-Bogoliubov s'écrira de cette manière :

$$E^{HFB}[\rho, \kappa] = \sum_{ij} (T_{ij} - \lambda_\tau) \rho_{ji} + \frac{1}{2} \sum_{ijkl} V_{ijkl} \rho_{ji} \rho_{lk} + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} V_{ijkl} \kappa_{ik}^* \kappa_{jl} \quad (\text{IV.1})$$

avec :

$$\rho_{ji} = \frac{\langle \Phi_{HFB} | c_i^\dagger c_j | \Phi_{HFB} \rangle}{\langle \Phi_{HFB} | \Phi_{HFB} \rangle} \text{ et } \kappa_{jl} = \frac{\langle \Phi_{HFB} | c_l c_j | \Phi_{HFB} \rangle}{\langle \Phi_{HFB} | \Phi_{HFB} \rangle}$$

étant respectivement les éléments de matrice de la matrice densité à un corps et du tenseur d'appariement de l'état HFB. Le terme en λ_τ provient du fait que la valeur moyenne $E^{HFB}[\rho, \kappa]$ est associée à l'opérateur $H' = H - \lambda_N N - \lambda_Z Z$ correspondant à l'ajout de contraintes pour garantir la conservation du nombre de nucléons en moyenne.

La minimisation de cette énergie HFB par rapport à ρ et κ aboutit aux équations HFB :

$$\boxed{\begin{pmatrix} h & \Delta \\ -\Delta^* & -h^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_k \\ V_k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_k \\ V_k \end{pmatrix} \times E_k}$$

dans lesquelles intervient, en plus du hamiltonien Hartree-Fock h , un champ d'appariement Δ . La résolution de ces équations permet d'obtenir les valeurs propres E_k (les énergies propres de quasi-particules) associées aux matrices colonnes U_k et V_k comme états de quasi-particules correspondant à la transformation définie plus haut.

Ces calculs peuvent être contraints pour connaître par exemple l'aptitude d'un noyau à se déformer mais également, pour une déformation donnée, la réponse de ce dernier à la rotation (contrainte sur le moment angulaire ; cf. figure IV.11). Techniquement, d'après la méthode du cranking, il va s'agir de contraindre les fonctions d'onde à posséder une projection J_z du moment angulaire sur l'axe de rotation égale à la valeur $J_0 = \sqrt{J(J+1) - K^2}$ en ajoutant le terme $-\omega < J_z >$ à l'énergie à minimiser :

$$E_{HFB}^\omega = E_{HFB} - \omega < J_z >$$

D'un point de vue technique, la résolution des équations HFB repose sur la méthode dite «des deux bases» exposées dans les références [59, 88] où l'on emploie dans un premier

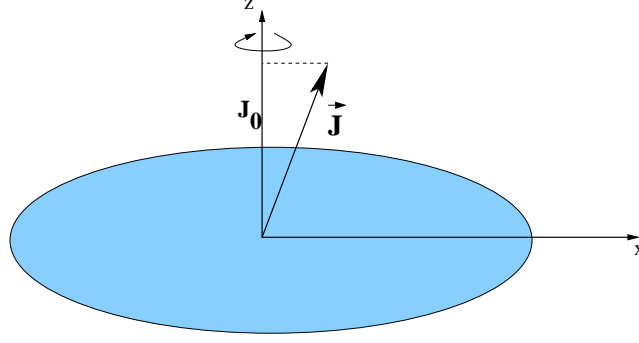


FIG. IV.11 – Méthode du cranking : l'axe x est l'axe de symétrie du noyau et l'axe z est l'axe de rotation.

temps une base de fonctions d'onde HF pour le calcul des états propres de l'hamiltonien h . Les éléments de matrice diagonaux h_{ii} du champ moyen et les éléments de matrice Δ_{ij} du champ d'appariement calculés dans cette nouvelle base serviront à résoudre les équations HFB et obtenir les matrices U , V , les énergies E_i^ω et les éléments de matrice de ρ et κ . La diagonalisation de la matrice densité obtenue permet de passer dans la base canonique composée des états propres de ρ et d'obtenir la fonction d'onde HFB.

Ajoutons que, pour les calculs qui seront présentés, la méthode de projection approchée Lipkin-Nogami [89] a été systématiquement utilisée. Les fonctions d'onde HF+BCS ou HFB calculées avec cette prescription constituent d'excellentes approximations des fonctions d'onde obtenues en employant des méthodes exactes de projection après variation (VAP) sur le bon nombre de nucléons. Cette méthode a été initialement développée par H.J. Lipkin [90] pour la physique du solide et fût appliquée pour la physique nucléaire par Y. Nogami [89]; on citera également les développements de P. Quentin, N.Redon, J. Meyer et M. Meyer [91]. Elle revient à s'arrêter au second ordre du développement de Kamlah² en ajoutant, dans le cas d'un calcul HFB, à l'énergie HFB un nouveau terme de contrainte lié à la dispersion en N . En notant que les termes impairs sont nuls, l'énergie à minimiser sera donnée par :

$$E^{HFB+LN} = E^{HFB} - \lambda_2 < \Delta N^2 > \quad (\text{IV.2})$$

où :

$$\begin{cases} < \Delta N^2 > = \frac{\langle \Phi_{HFB} | N^2 | \Phi_{HFB} \rangle}{\langle \Phi_{HFB} | \Phi_{HFB} \rangle} - \left(\frac{\langle \Phi_{HFB} | N | \Phi_{HFB} \rangle}{\langle \Phi_{HFB} | \Phi_{HFB} \rangle} \right)^2 \\ \lambda_2 = \frac{\langle H(\Delta N^2 - < \Delta N^2 >) \rangle - \langle H \Delta N \rangle \langle \Delta N^3 \rangle / \langle \Delta N^2 \rangle}{\langle \Delta N^4 \rangle - \langle \Delta N^2 \rangle^2 - \langle \Delta N^3 \rangle^2 / \langle \Delta N^2 \rangle} \end{cases}$$

Une simplification supplémentaire est introduite si l'on pose, ensuite, que la variation de $\lambda_2 < \Delta N^2 >$ est limitée : la valeur de λ^2 n'est pas variée de manière à ajuster la bonne

²En 1968, Kamlah a montré qu'en développant des expressions du type IV.2 jusqu'à des ordres élevés, on pouvait récupérer le bon nombre de nucléons, la valeur étant alors exacte [92].

valeur de $\langle \Delta N^2 \rangle$ mais calculée de façon auto-cohérente à chaque itération.

IV.2.1.3 Les forces effectives

Nous avons laissé pour la fin de ce rappel concernant les approches microscopiques auto-cohérentes la présentation de leur ingrédient principal qui est l'interaction nucléon-nucléon effective paramétrisée sur des propriétés générales du milieu nucléaire. Les plus usitées à l'heure actuelle sont les interactions de Gogny [93] et les interactions de Skyrme [94].

→ La force de Gogny

La principale différence entre ces deux types de force concerne la portée finie de la famille des forces de Gogny autorisant un traitement auto-cohérent des corrélations d'appariement dans un formalisme HFB. La paramétrisation d'origine est D1 [93] et celle que l'on rencontrera au chapitre suivant est la paramétrisation D1S [95]. Dans les deux cas, les différents paramètres ont été ajustés de façon à reproduire non seulement des grandeurs typiques comme la masse ou le rayon de quelques noyaux mais également l'intensité des corrélations d'appariement.

→ Les interactions de type Skyrme - canal particule-trou

Les forces de type Skyrme, de portée nulle, nécessitent un traitement différencié des canaux particule-trou et particule-particule. Cela simplifie les calculs et laisse le choix dans la méthode par laquelle on introduit l'appariement nucléaire.

Voici les caractéristiques de quelques paramétrisations très utilisées que l'on pourra rencontrer dans ce manuscrit.

SkM* [96] : Comme pour la force SkM [97], dont elle constitue une amélioration, SkM* a été construite pour reproduire correctement la valeur du coefficient d'incompressibilité déduite expérimentalement de l'étude des résonances géantes. La nouveauté de SkM* est sa bonne reproduction de la hauteur de la barrière de fission des actinides, faisant d'elle une force de référence concernant la superdéformation. On citera aussi la force SIII particulièrement adaptée pour étudier les propriétés spectroscopiques des noyaux.

SLy4 [98, 99] : Cette force, développée à Lyon par E. Chabanat et J. Meyer, fait partie de la famille des forces SLy x . Afin d'obtenir un jeu de paramètres (10 en tout) valide jusqu'à des conditions extrêmes d'isospin (noyaux exotiques situés près des drip-lines proton et neutron) et de densité (comme celles rencontrées dans les étoiles à neutron par exemple),

les auteurs ont suivi un protocole d'ajustement [100] incluant successivement et méthodiquement certaines propriétés typiques de la matière nucléaire infinie (comme la valeur à saturation de la matière nucléaire infinie ρ_0 ou le coefficient d'incompressibilité K_∞), certaines propriétés de la matière nucléaire asymétrique (comme l'énergie de symétrie a_{sym}) et les masses et rayons de certains noyaux doublement magiques. La nouveauté qu'elle offre sur les autres forces de type Skyrme antérieures est sa reproduction de l'équation d'état de Wirlinga pour une matière neutronique pure jusqu'à de hautes densités (cf. figure IV.12). Particulièrement adaptée à nos besoins, SLy4 a prouvé qu'on pouvait l'utiliser à profit dans le cadre d'études concernant la superdéformation [101].

$$K_\infty = 210 \pm 30 \text{ MeV}$$

$$\text{SIII} \rightarrow 355,351$$

$$\text{SkM}^* \rightarrow 216,596$$

$$\text{SLy4} \rightarrow 229,864$$

$$a_{sym} = 32,5 \pm 5 \text{ MeV}$$

$$\text{SIII} \rightarrow 28,163$$

$$\text{SkM}^* \rightarrow 30,033$$

$$\text{SLy4} \rightarrow 31,998$$

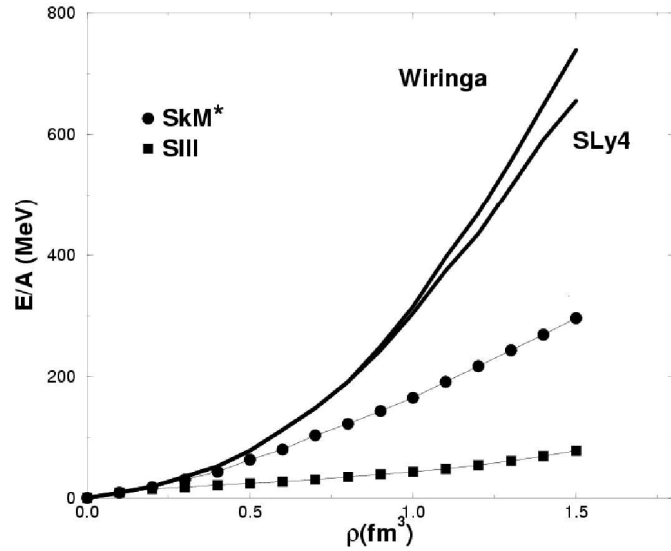


FIG. IV.12 – À gauche : Valeurs du coefficient d'incompressibilité K_∞ et de l'énergie de symétrie correspondantes aux forces SIII, SkM* et SLy4. À droite, énergie par nucléon dans la matière neutronique pure en fonction de la densité de matière. Quatre courbes sont représentées, celle de Wirlinga, et celles correspondantes aux trois paramétrisations Skyrme précédentes [99].

→ Canal particule-particule

Nous rappelons que les forces de type Skyrme conduisent à un traitement différencié des canaux particule-trou et particule-particule. En ce qui concerne le premier cas, nous venons d'en dégager les principales caractéristiques. Pour le canal particule-particule, plusieurs interactions à deux corps peuvent être utilisées [102]. Celle qui a été utilisée initialement est une force de séniorité permettant un traitement grossier de l'appariement. Elle est

donnée par l'équation suivante, avec G constant quelque soient les états i et j :

$$-G = \langle i\bar{i} | V | j\bar{j} \rangle$$

Les éléments de matrice peuvent aussi être calculés individuellement pour chaque état considéré :

$$-G_{ij} = \langle i\bar{i} | V | j\bar{j} \rangle$$

Dans ce cas, on utilise :

- soit une force de contact dépendante du volume :

$$V_{\tau}^{vol} = \frac{V_{0,\tau}^{vol}}{2} (1 - P_{\sigma}) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (\text{IV.3})$$

Cette force, dont les paramètres ($V_{0,n}^{vol} = -250 \text{ MeV.fm}^3$, $V_{0,p}^{vol} = -290 \text{ MeV.fm}^3$) ont été ajustés de manière à reproduire les gaps moyens protons et neutrons de ^{254}Fm , a été utilisée pour étudier la structure en couche des éléments superlourds [103] ;

- soit une force dépendant de la densité piquée à la surface :

$$V_{\tau}^{surf} = \frac{V_{0,\tau}^{surf}}{2} (1 - P_{\sigma}) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \left(1 - \frac{\rho(\vec{R})}{\rho_c}\right) \quad (\text{IV.4})$$

ajustée sur le comportement à bas spin des moments d'inertie des bandes SD de la zone de masse $A \sim 150$ [101] ($V_{0,\tau}^{surf} = -1250 \text{ MeV.fm}^3$ ou -1050 MeV.fm^3 ; $\rho(\vec{R})$ est la densité locale du noyau et $\rho_c = 0,16 \text{ fm}^3$ est la densité nucléaire à saturation).

Pour les calculs présentés plus loin, nous avons employé cette dernière interaction où l'appariement n'est principalement actif qu'à la surface du noyau. Une dernière remarque doit être faite concernant ces interactions : elles n'agissent que dans le canal $T = 1$ excluant l'appariement proton-neutron aussi bien que les paires de moment orbital nul et, pour éviter des problèmes de convergence à cause de leur portée nulle, nous devons introduire une coupure en énergie judicieusement choisie en fonction de la densité des niveaux.

IV.2.2 Résultats sur $^{196,198}\text{Po}$

IV.2.2.1 Calculs statiques HF+BCS contraints - $^{196,198}\text{Po}$

Dans un premier temps, nous avons étudié de manière statique les noyaux $^{196,198}\text{Po}$ à l'aide d'un code HF+BCS contraints en Q_{20} sur réseau. L'opérateur multipolaire d'ordre 2 associée à cette déformation quadrupolaire axiale est :

$$Q_{20} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sum_{i=1}^A r_i^2 Y_2^0(\theta_i, \phi_i)$$

On a employé la force effective SLy4 dans le canal particule-trou et une interaction d'appariement piquée à la surface et dépendante de la densité d'intensité $-1250 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$ dans le canal particule-particule avec une coupure de $\pm 5 \text{ MeV}$ autour du niveau de Fermi. Afin d'avoir une projection approchée sur le bon nombre de nucléons, nous avons employé la prescription de Lipkin-Nogami.

Une telle intensité pour la force d'appariement avait été utilisée précédemment uniquement dans des études concernant les noyaux SD de la zone de masse $A \sim 150$ [101] et les nobéliums normalement déformés [102].

L'espace de déformation quadrupolaire est représenté par une grille tridimensionnelle de dimension $20\text{fm} \times 20\text{fm} \times 20\text{fm}$ (la dimension de la boîte doit être largement supérieure à celle de la taille du noyau) et de pas $0,8 \text{ fm}$; par des considérations de symétrie, l'espace de calcul peut être réduit à un $1/8$ d'ellipsoïde. Nous avons travaillé avec 180 orbitales (90 pour les protons et 90 pour les neutrons) décrivant chacune deux nucléons, l'un renversé par rapport au temps de l'autre. Les fonctions d'onde correspondantes à ces orbitales sont décomposées en 4 composantes : partie réelle «spin up», partie imaginaire «spin up», partie réelle «spin down» et partie imaginaire «spin down». En chacun des points de ce huitième de réseau, les valeurs des fonctions d'onde sont déterminées en résolvant les équations HF+BCS par la méthode des temps imaginaires avec un pas δt de $0,01 \times 10^{-22} \text{ s}$. Partant d'une fonction d'onde d'essai au point sphérique, nous avons pu, en ajustant la valeur de la contrainte sur le champ quadrupolaire, balayer l'axe de déformation par pas de 400 fm^2 . Ces calculs ont été effectués sur l'ancienne ferme de PC du groupe de Physique Théorique de l'IPNL. Le résultat des calculs HF+BCS pour les deux noyaux est présenté sur la figure IV.13. Pour avoir une convergence correcte, chaque point de ces courbes a nécessité en moyenne 1200 itérations soit 6 jours de temps de calculs. **Ces calculs prévoient l'existence de minima SD pour une valeur du moment quadrupolaire de masse de 5200 fm^2 (correspondant à un moment quadrupolaire de charge de $2267,1$**

fm^2) pour les deux noyaux. Ces résultats sont à comparer aux calculs HFB réalisées avec l'interaction DS1 et contraintes en Q_0 et Q_2 , correspondant à des déformations quadrupolaires axiale et triaxiale, concernant les isotopes $^{196,198}\text{Po}$ [104] prédisant eux aussi l'existence d'un puits superdéformé pour une déformation similaire (cf. figure IV.13; le paramètre de déformation β est défini de cette manière : $\beta = \sqrt{\pi/5} Q_{20m}/A < r^2 >$).

Les énergies des différentes orbitales individuelles neutrons et protons sont obtenues en fonction de la déformation comme cela est montré sur la figure IV.14 dans le cas du noyau ^{198}Po .

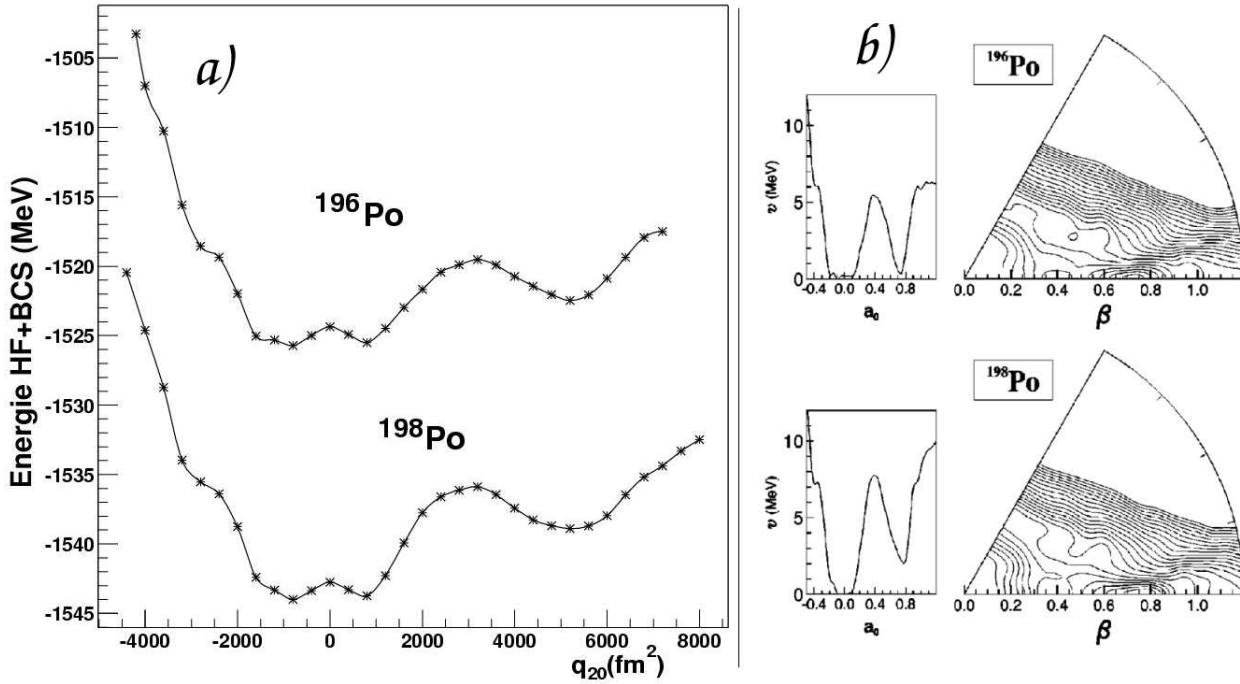


FIG. IV.13 – a) Energies potentielles pour les noyaux $^{196,198}\text{Po}$ en fonction du moment quadrupolaire axial de masse exprimée en fm^2 issues de nos calculs HF+BCS avec l'interaction effective SLy4. b) Courbes et surfaces d'énergie potentielle pour les noyaux $^{196,198}\text{Po}$ obtenues à partir des calculs HFB avec l'interaction effective nucléon-nucléon D1S contraints pour des déformations quadrupolaires axiale et triaxiale [104]

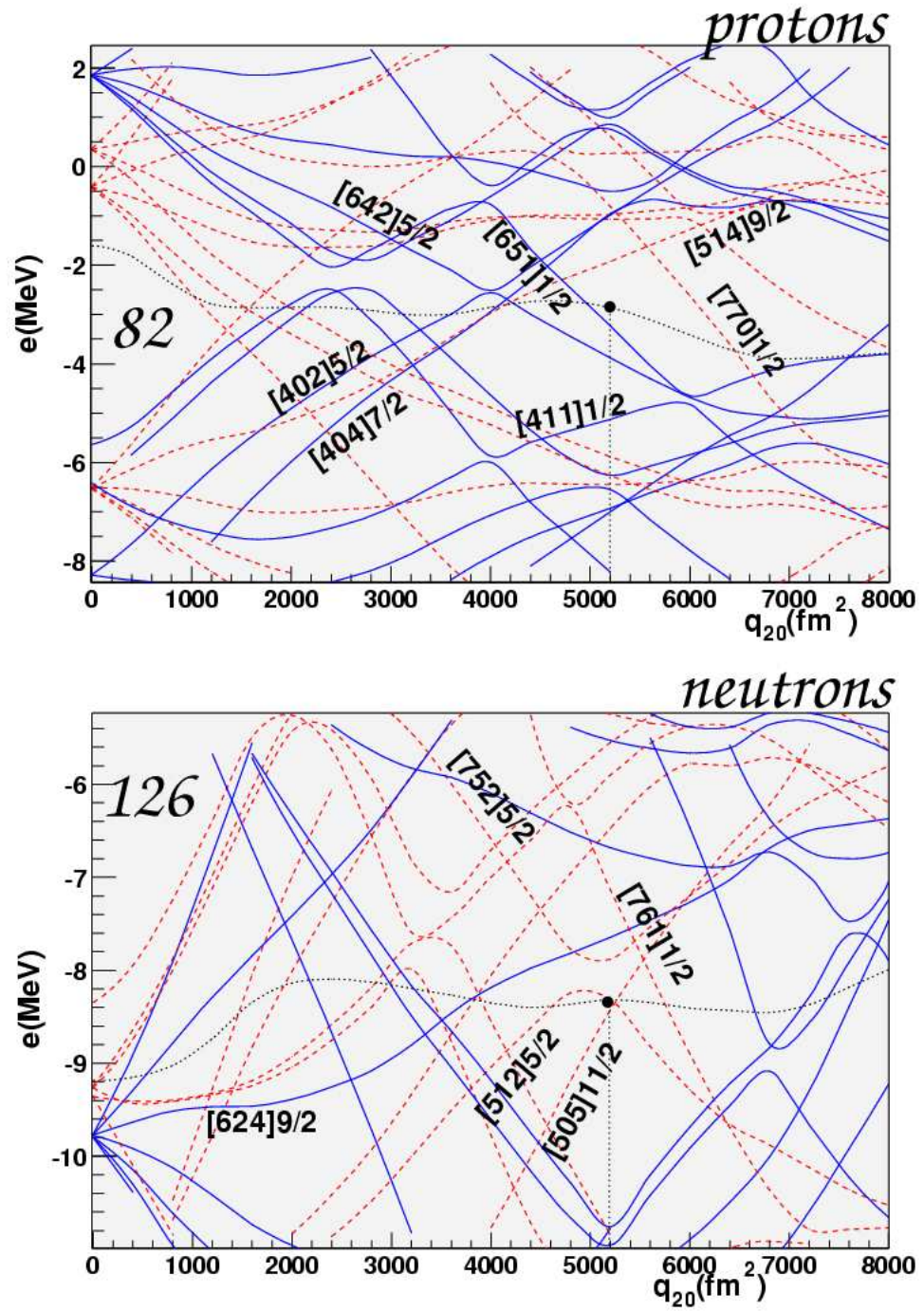


FIG. IV.14 – Spectres de particules indépendantes en fonction du moment quadrupolaire de masse pour le noyau ^{198}Po issus de nos calculs HF+BCS avec l'interaction effective SLy4. Les orbitales de parité positive sont en trait plein et les orbitales de parité négative sont dessinées avec des tirets. Les niveaux de Fermi proton et neutron sont en pointillés et les ronds indiquent leur position pour le minimum SD (5200 fm²).

IV.2.2.2 Calculs dynamiques HFB - ^{198}Po

Pour connaître cette fois l'évolution des orbitales protons et neutrons en fonction de la fréquence de rotation pour l'isotope SD ^{198}Po , nous avons fait des calculs HFB «cran-kés» pour une déformation fixée au minimum SD trouvé précédemment. Là aussi, nous avons utilisé l'interaction effective SLy4 et, dans le canal d'appariement, une force dépendante de la densité piquée à la surface d'intensité -1250 MeV.fm^3 de manière à reproduire de façon satisfaisante le comportement du moment d'inertie dynamique expérimental du noyau ^{198}Po comme on le verra plus loin. La fonction d'onde de départ est la fonction d'onde HF+BCS étendue (il va falloir prendre en compte les deux signatures opposées des orbitales) et correctement orientée pour que l'axe de symétrie du noyau soit perpendiculaire à l'axe de rotation. Par rapport aux calculs précédents, les caractéristiques de la boîte (dimension, pas) n'ont pas changé. Nous avons augmenté progressivement la valeur de la contrainte sur la projection J_z du moment angulaire sur l'axe de rotation par pas de $2\hbar$.

Pour chacun de ces points 4800 itérations ont été effectuées pour assurer une convergence correcte. Cela représente, là aussi, 6 jours de calculs sur la nouvelle ferme de PC du groupe de Physique Théorique de l'IPNL installée récemment et équipée d'ordinateurs bi-processeurs. Les résultats sont présentés sur les figures IV.15 et IV.16.

Le moment d'inertie dynamique expérimental (cf. le chapitre précédent) peut être directement confronté à la valeur microscopique théorique issue de nos calculs via la définition suivante :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \frac{\partial J_0}{\partial \omega} \quad (\text{IV.5})$$

On fera deux remarques au sujet de cette méthode d'extraction du moment d'inertie dynamique théorique :

- On peut étendre cette définition et exprimer le moment d'inertie dynamique comme étant l'inverse de la dérivée seconde de l'énergie HFB contrainte en fonction de la fréquence de rotation. Dans ce cas, il a été montré [59, 88] que, malheureusement, pour obtenir un même niveau de qualité il était nécessaire de faire converger les calculs plus longtemps.
- Contrairement aux approches Nilsson-Strutinsky, on ne peut que difficilement relier les variations des pentes des orbitales individuelles au moment d'inertie dynamique puisque le champ moyen dépend de manière auto-cohérente de la fréquence de rotation.

C'est ainsi qu'avec la formule IV.5, nous avons pu comparer les prédictions de nos calculs concernant le moment d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$ de ^{198}Po avec les données expérimentales (la bande yrast SD de ce noyau étant déjà connues [105]) (cf. figure IV.17).

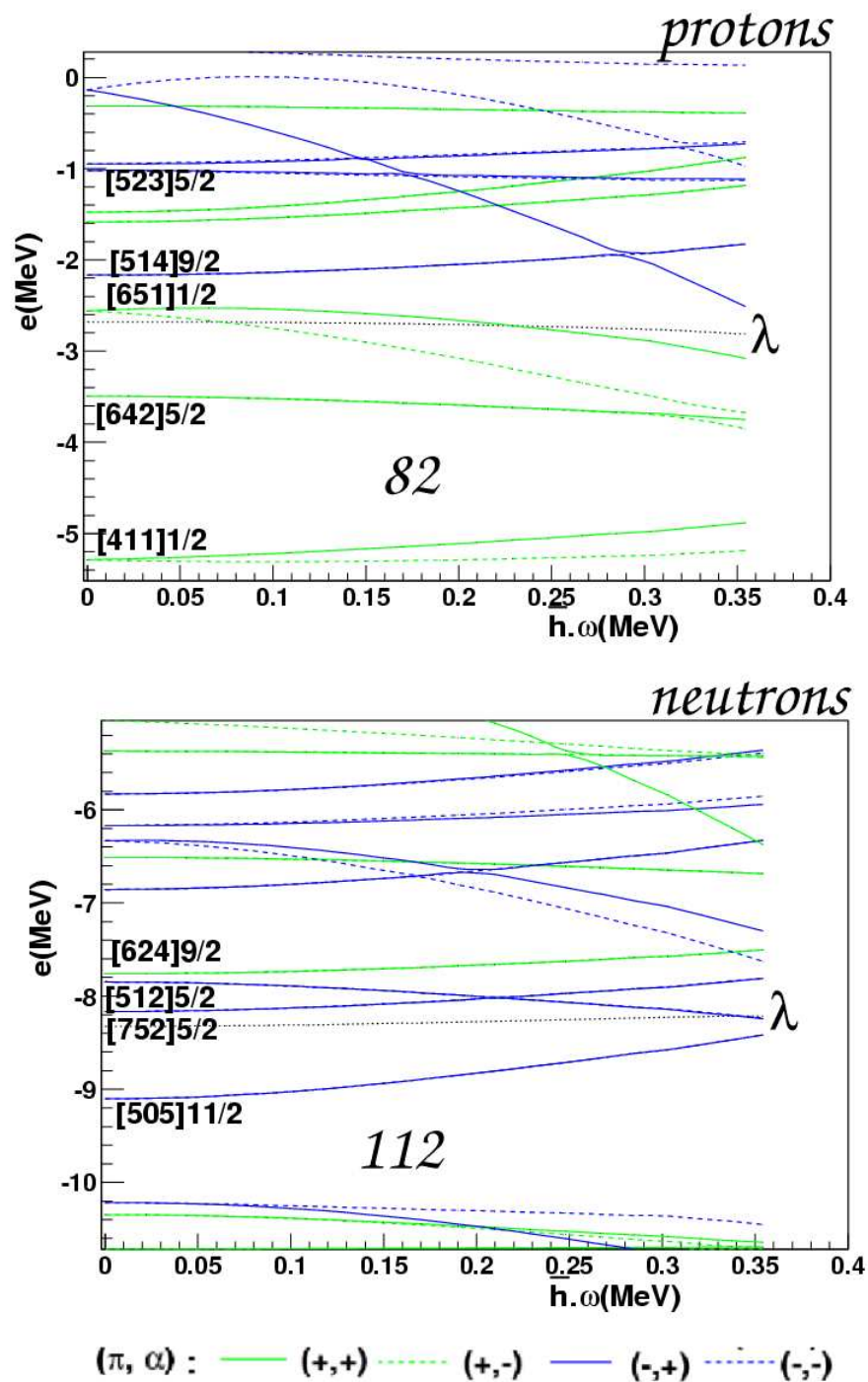


FIG. IV.15 – Routhians de particules individuelles protons (en haut) et neutrons (en bas) pour l'isotope ^{198}Po superdéformé issus de nos calculs HFB avec l'interaction effective SLy4. Les conventions pour le tracé des états de nombres quantiques de parité et de signature différents (α, π) sont indiquées au bas de la page.

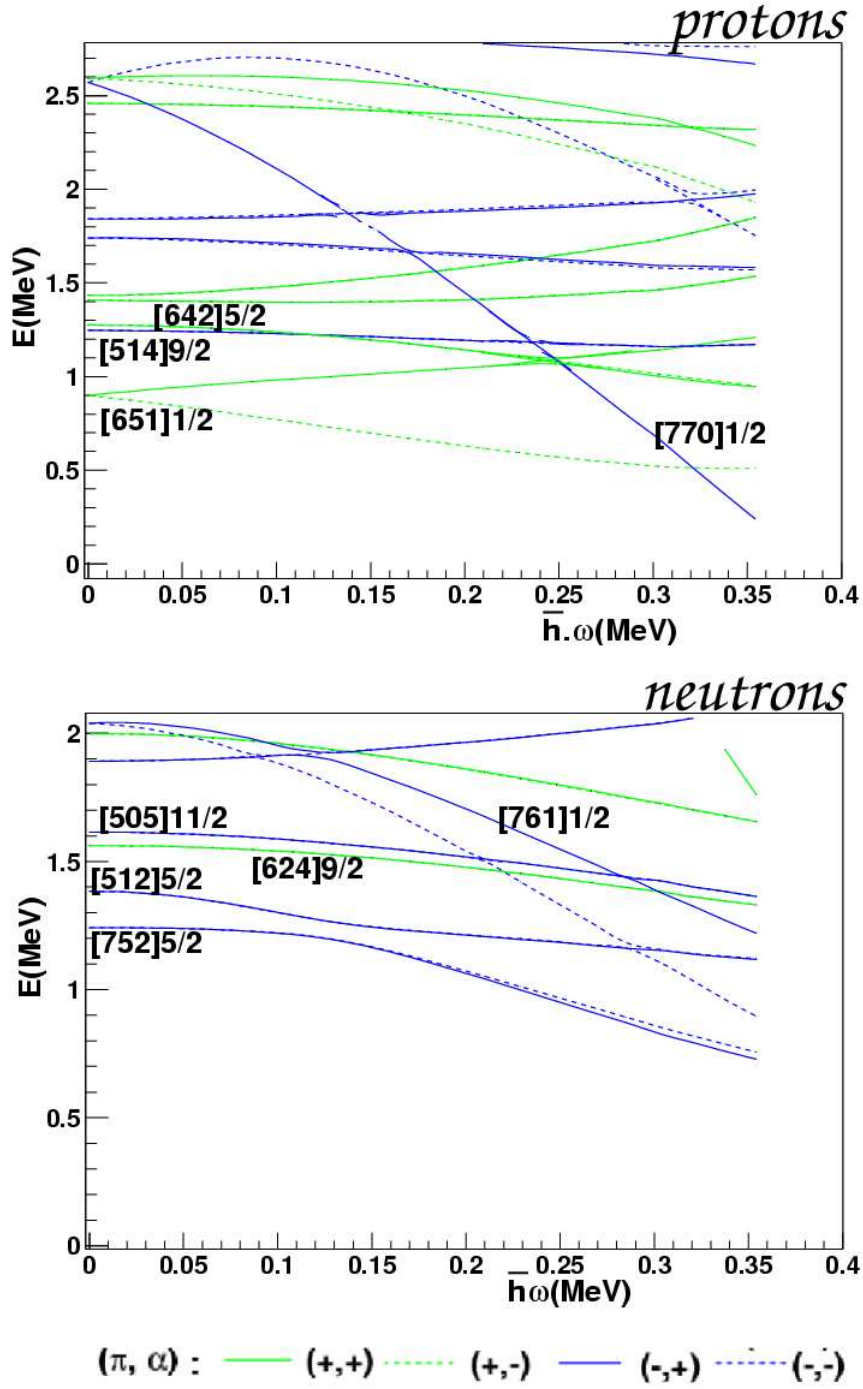


FIG. IV.16 – Routhians de quasi-particules protons (en haut) et neutrons (en bas) pour l'isotope ^{198}Po superdéformé issus de nos calculs HFB avec l'interaction effective SLy4. Les conventions pour le tracé des états de nombres quantiques de parité et de signature différents (α, π) sont indiquées au bas de la page.

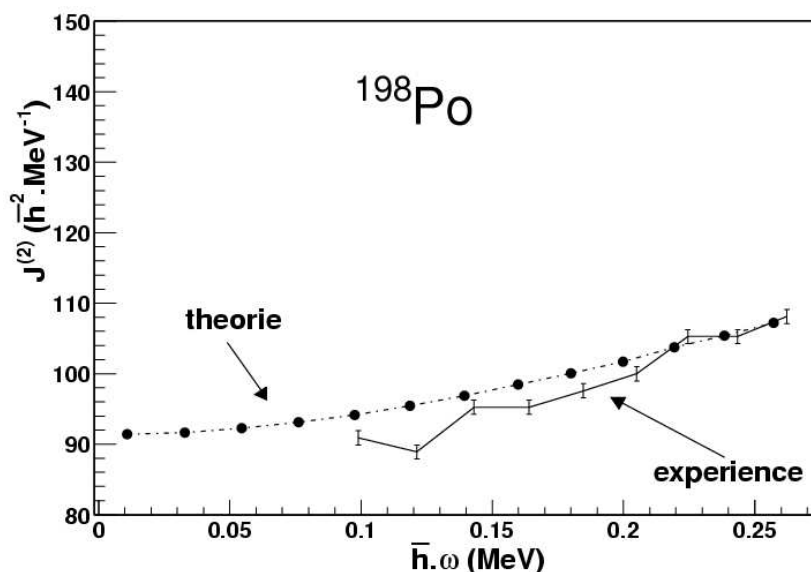


FIG. IV.17 – Moments d’inertie dynamiques expérimental [105] (traits pleins) et théorique issu de nos calculs HFB avec l’interaction effective SLy4 (pointillés).

IV.2.2.3 Comparaison avec des calculs Wood-Saxon tournants

La figure IV.18 présente les résultats de calculs Wood-Saxon crankés [80, 81] effectués à déformation ($\beta_2 = 0,48$, $\beta_4 = 0,07$) et appariements constants ($\Delta_n = \Delta_{BCS}(\omega = 0)$ et $\Delta_p = \Delta_{BCS}(\omega = 0)$) pour les noyaux de la zone de masse $A \sim 190$. L’agencement des orbitales pour les diagrammes protons est en accord avec les prédictions de nos calculs : l’orbitale proton la plus proche du niveau de Fermi est l’orbitale [651]1/2 dont l’un des partenaires ($\alpha = -1/2, +$) demeure jusqu’à de hautes fréquences la configuration la plus accessible. La principale différence réside dans l’ordre des orbitales neutrons [752]5/2, [512]5/2, [624]9/2 et surtout dans la présence de l’orbitale [505]11/2.

IV.2.3 Bande yrast SD de ^{196}Bi - confrontation expérience-théorie

IV.2.3.1 Orbitales disponibles

À la lueur de nos calculs théoriques, nous allons pouvoir déterminer sur quelle configuration proton-neutron est bâtie la bande SD de ^{196}Bi . La figure IV.14 représentant les énergies des différentes orbitales individuelles neutrons et protons en fonction de la déformation nous donne immédiatement les orbitales disponibles en trou situées juste au dessous des niveaux de Fermi : $\nu[752]5/2$ et $\pi[651]1/2$ issues respectivement des couches sphériques $\nu 1j_{15/2}$ et $\pi 1i_{11/2}$. Sur les traitements dynamiques incluant la rotation (cf. figures IV.15 et IV.16), on constate nettement un splitting des deux signatures de l’orbitale

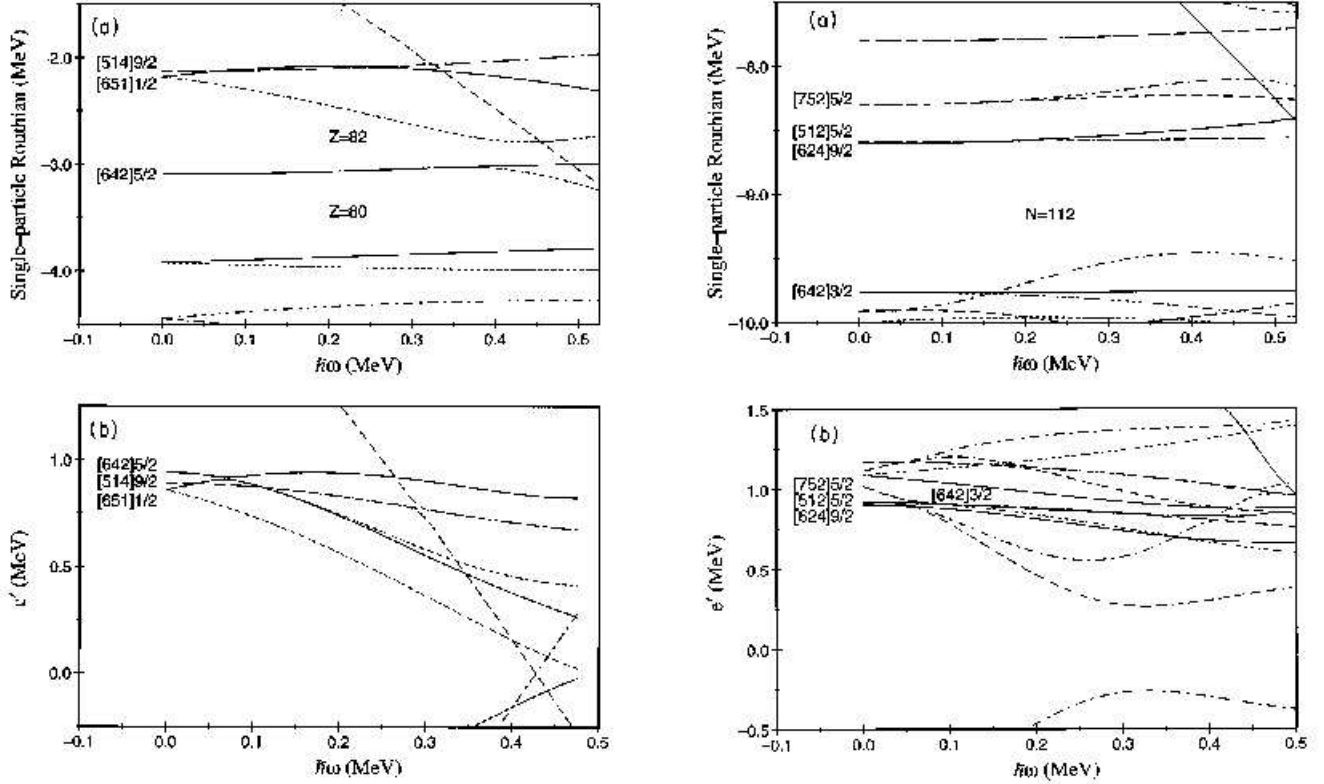


FIG. IV.18 – Routhians de particules individuelles (en haut) et de quasi-particules (en bas) issus de calculs Wood-Saxon crankés. Les protons sont à gauche et les neutrons à droite. Les conventions pour les signatures et parités (α, π) sont les suivantes : lignes pleines $(+1/2, +)$, pointillés $(-1/2, +)$, tirets-points $(+1/2, -)$ et tirets $(-1/2, -)$ [80, 81].

$\pi[651]1/2$ avec sa signature $\alpha = -1/2$ favorisée énergétiquement.

Nous ferons également un commentaire concernant la présence près du niveau de Fermi proton de l'orbitale intruse $[770]1/2(\alpha = 1/2)$, abaissée par les effets conjoints de la déformation et de la rotation et devenant la quasi-particule de plus basse énergie pour une fréquence de rotation de 0,28 MeV. Cette orbitale provient de la couche sphérique $\pi j_{15/2}$ situées au-delà d'un gap proton prédit par les traitements classiques auto-cohérents à $Z=126$ et par les calculs relativiste à $Z=120$ (cf. figure IV.19 et [106] pour une revue exhaustive de prédictions théoriques quand à l'arrangement des couches dans cette région de masse). En l'absence d'une véritable spectroscopie des noyaux superlourds, la possible mise en évidence de cette orbitale dans des noyaux SD plus légers devraient apporter des informations cruciales concernant la structure de ces éléments.

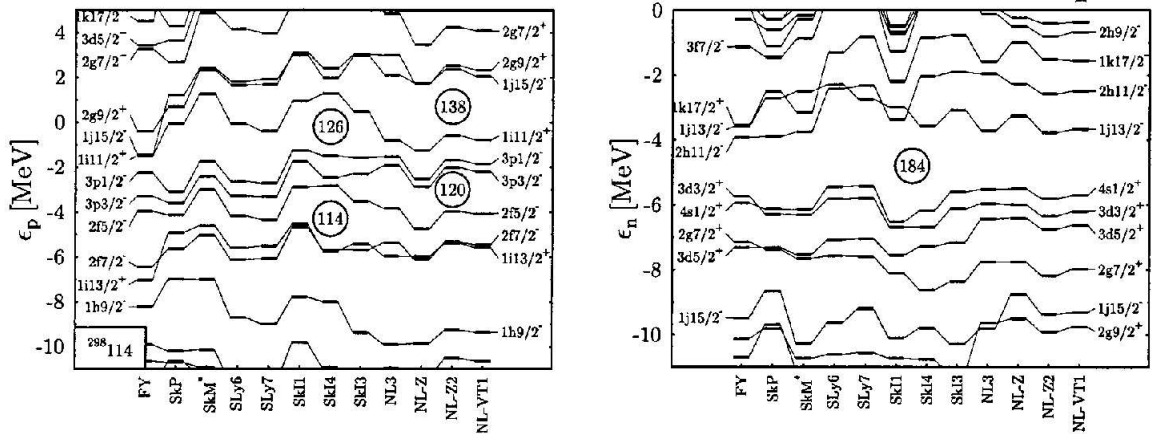


FIG. IV.19 – Spectres de particules individuelles (protons à gauche ; neutrons à droite) pour l'élément $^{298}_{184}114$ calculés avec différentes forces comme indiqué [106].

IV.2.3.2 État des connaissances concernant les bandes SD dans les noyaux impair-impairs de la zone de masse $A \sim 190$

Dans la région de masse $A \sim 190$, des bandes SD impliquant le couplage d'un proton et d'un neutron célibataires avaient déjà été mises en évidence dans les isotopes $^{192,194}\text{Tl}$ [19]. D'après les calculs précédents, le noyau ^{194}Tl ($Z=81$, et $N=113$) a un proton célibataire sur l'orbitale $[642]5/2$ et un neutron célibataire sur l'une des orbitales $[512]5/2$, $[624]9/2$ ou $[752]5/2$ ($j_{15/2}$). Deux paires de bandes (bande 1a et 1b et bandes 2a et 2b) avaient été interprétées comme résultant du couplage des orbitales $([642]5/2^+ \otimes [624]9/2^+)_{K^{\pi}=7}$ et $([642]5/2^+ \otimes [512]5/2^-)_{K^{\pi}=5}$, configurations énergétiquement favorisées par la règle de Gallagher-Moszkowski [107]. Cela correspond à un cas où les deux nucléons sont fortement couplés à la déformation. Pour la troisième paire de bandes (bandes 3a et 3b), impliquant une orbitale neutron intruse, on doit raisonner désormais en terme de signature et ces dernières résulteraient probablement d'un couplage $([642]5/2^+, \alpha = \pm 1/2) \otimes (j_{15/2}, \alpha = -1/2)$. Nous sommes ici dans un cas de bandes semi-découplées où les nucléons agissent de façon antagonistes (l'orbitale $[642]5/2$ est fortement couplée à la déformation tandis que $j_{15/2}$ est découplée).

IV.2.3.3 Interprétation de la bande yrast SD de ^{196}Bi

Afin d'interpréter la bande yrast SD du noyau ^{196}Bi ($Z=83$ et $N=113$) nous allons utiliser le même raisonnement. Avec un proton célibataire sur l'orbitale $\pi[651]1/2$, issue de la couche sphérique $i_{11/2}$ et un neutron célibataire sur l'orbitale $\nu[752]5/2$, issue de

la couche sphérique $j_{15/2}$, cette bande SD pourrait être bâtie sur la configuration notée $[651]1/2 \otimes [752]5/2$. En raisonnant en terme de K , on s'attend à avoir deux paires de bandes pour $K_{<} = 2^-$ et $K_{>} = 3^-$ correspondant aux configurations $|\Omega_p \pm \Omega_n|$, la paire de bandes en $K_{<} = 2^-$ étant celle qui est favorisée énergétiquement par la règle de Gallagher-Moskowsky³. En raisonnant en terme de \vec{j} , nous devrions là aussi observer deux paires de

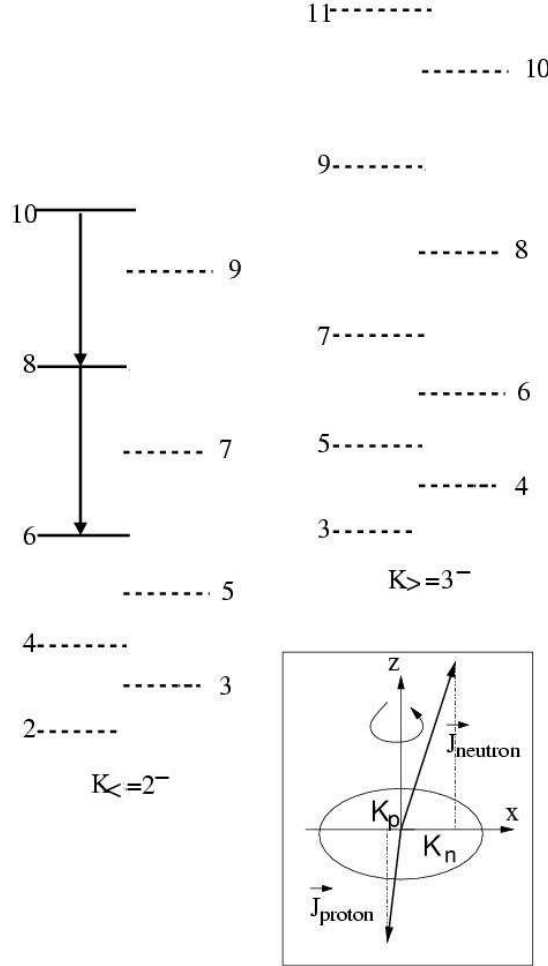


FIG. IV.20 – Schémas de niveaux correspondants à la bande SD yrast du noyau impair-impair ^{196}Bi , ici représenté pour un couplage en K .

bandes $|j_p \pm j_n|$ avec comme spin «nominal» 2^- et 13^- . En partant d'un spin $34 \pm 1\hbar$ pour la dernière transition, le spin de tête de bande sera de $6\hbar$ (cf. figure IV.20). À titre de comparaison, rappelons que la bande SD yrast de ^{194}Pb possède la caractéristique d'avoir l'état superdéformé de plus bas spin jamais observé dans la région de masse $A \sim 190$ avec un moment angulaire de $4\hbar$. **De la même manière, la bande SD de ^{196}Bi est celle**

³L'interaction résiduelle proton-neutron tend à favoriser les configurations où le spin intrinsèque du proton et celui du neutron sont alignés [107].

pour laquelle on descend le plus profondément à l'intérieur du second puits, puisqu'il ne lui reste plus que deux transitions pour atteindre un spin nominal de $2\hbar$ (cf. figure IV.20).

À l'intérieur de ce schéma, le fait que nous n'ayons pas pu mettre en évidence de partenaire de signature pour la bande yrast SD de ^{196}Bi pourrait s'expliquer comme étant dû à la présence de l'orbitale proton $K = 1/2$ dont les deux partenaires de signature se séparent fortement en fonction de la fréquence de rotation. Une hypothèse alternative serait que l'interaction de Coriolis ou l'interaction proton-neutron entre les deux paires de bandes $K_{<} = 2^-$ et $K_{>} = 3^-$ abaisseraient fortement uniquement l'une des signatures de la bande $K_{<} = 2^-$.

Dans ce contexte, l'observation de bandes SD excitées dans ce noyau pourrait s'avérer essentielle pour cette discussion.

IV.3 Conclusions

Ayant mis en évidence la transition SD la plus basse en énergie de toute la carte des noyaux à l'exception des isomères de fission dans le noyau ^{196}Bi , nous avons découvert l'une des bandes SD pour laquelle le plus bas spin est atteint.

À la lueur de ces résultats concernant les transitions de lien ND-SD, le noyau ^{196}Bi s'avère ainsi être un candidat idéal pour l'observation de transitions discrètes très peu fragmentées apportant ainsi des données essentielles à une problématique où subsiste encore beaucoup d'interrogations. L'observation de bandes excitées permettrait de lever certaines questions concernant l'interprétation de la bande yrast du noyau ^{196}Bi (non-observation d'une bande partenaire de signature) et, conformément à nos intentions initiales, d'obtenir de nouvelles informations sur la valeur du quenching proton ou sur la structure en couches des éléments superlourds. Comme nous étions limités par un fort bruit de fond, nous pouvons envisager d'utiliser un multidétecteur γ très performant en couplage avec un appareillage permettant d'éliminer la fission ; l'emploi de ce dispositif devrait nous permettre de compléter notre étude sur ces isotopes de bismuth, par de nombreux aspects, très prometteurs.

Chapitre V

EXOGAM et la spectroscopie des noyaux de terres-rares très légers : états fondamentaux très déformés dans la zone de masse $A \sim 130$

EXOGAM[108] est né de la volonté de doter le GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) à Caen d'un multidétecteur γ de très grande efficacité photopique. Ainsi, les physiciens ont un puissant outil pour étudier la structure de noyaux que, seule, l'utilisation de faisceaux radioactifs, comme ceux de SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs et d'Accélération en Ligne) nous permet de peupler.

En collaboration avec des équipes de Caen, Liverpool, Bordeaux, Debrecen, Daresbury, Orsay, Naples et York, nous avons réalisé, pour la première fois, une expérience afin d'étudier par spectroscopie γ la structure des noyaux très déficients en neutrons de la région des terres-rares en utilisant EXOGAM en couplage avec le détecteur de particules légères chargées DIAMANT afin de traquer, là aussi, de grandes déformations nucléaires.

Les enjeux de cette expérience seront présentés dans un premier temps. Nous ferons ensuite une brève description du système de production de faisceaux radioactifs SPIRAL. Puis, nous présenterons en détail le dispositif expérimental employé avant d'exposer les résultats préliminaires de cette expérience pionnière démontrant la réussite du couplage EXOGAM+DIAMANT.

V.1 Les enjeux : établir une spectroscopie des noyaux de la zone de masse $A \sim 130$ situés près de la ligne d'émission spontanée proton

Rappelons les résultats des calculs HFB faits avec l'interaction effective DS1[9] présentés lors du chapitre introductif : les noyaux exotiques très déficitaires en neutrons de la zone de masse $A \sim 130$ ont, dans leur état fondamental, une déformation axiale de l'ordre de $\beta_2 \sim 0.4$, valeur identique à celle des isotopes de cérium et de néodyme SD [42].

Expérimentalement, par spectroscopie γ , la déformation axiale des noyaux de terres-rares, produits par réactions de fusion-évaporation, peut être déterminée en mesurant l'énergie des premières transitions des bandes rotationnelles de ces noyaux : $2^+ \rightarrow 0^+$ pour les noyaux pair-pairs et $15/2^- \rightarrow 11/2^-$ pour les noyaux impairs (les bandes rotationnelles des noyaux impairs de cette région étant bâties sur l'orbitale $h_{11/2}$ faiblement couplée au cœur). La systématique présentée sur la figure V.2 indique clairement une déformation croissante allant vers les noyaux de plus en plus déficitaires en neutrons.

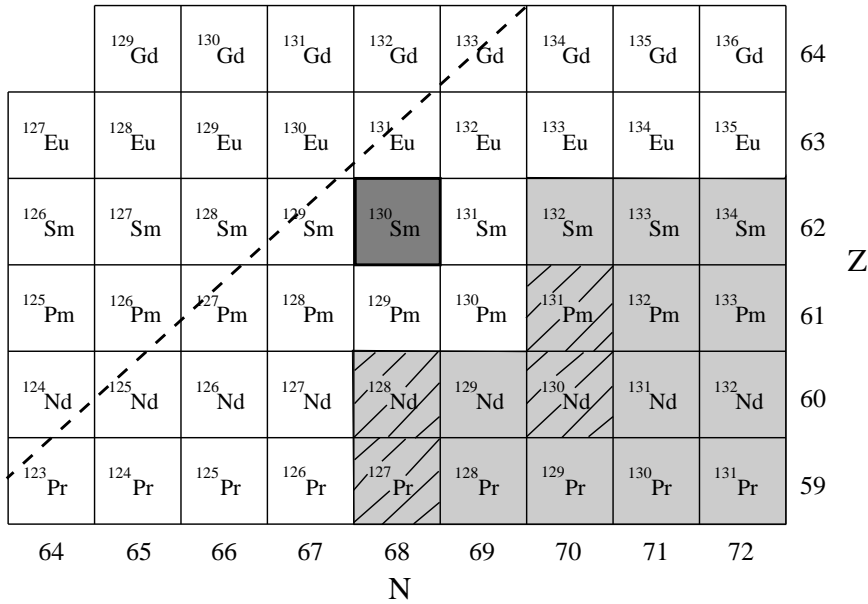


FIG. V.1 – La zone de masse 130 autour de ¹³⁰Sm. La ligne en pointillé représente la position approximative de la «drip-line» proton et les noyaux grisés sont ceux dont on connaît certaines transitions γ . Les noyaux hachurés sont ceux que nous avons pu observer lors de notre expérience SPIRAL EXOGAM+DIAMANT.

La figure V.1 indique en grisé les noyaux ayant des transitions γ connues. En gris foncé, nous avons indiqué le noyau ¹³⁰Sm que nous voulions peupler. On reviendra plus loin dans ce chapitre sur les quatre noyaux en hachuré. L'utilisation des nouveaux faisceaux radio-

actifs permet d'avoir accès, avec un taux de production (proportionnel à la section efficace de production, à l'intensité du faisceau et au nombre de noyaux cibles) raisonnable, aux noyaux situés près de la drip-line proton jusqu'ici non-accessibles avec les couples faisceaux stables-cibles actuels.

Ces noyaux très déficitaires en neutrons sont situés à proximité de la ligne $N=Z$; on s'attend donc à la présence d'une forte interaction proton-neutron dont les principales caractéristiques concernant les bandes rotationnelles (alignement, inversion de signature) ont été présentées dans les références [109, 110]. De fortes corrélations octupolaires sont également attendues en raison de la présence des orbitales $h_{11/2}$ et $d_{5/2}$ (vérifiant $\Delta j = \Delta l = 3$) près des niveaux de Fermi.

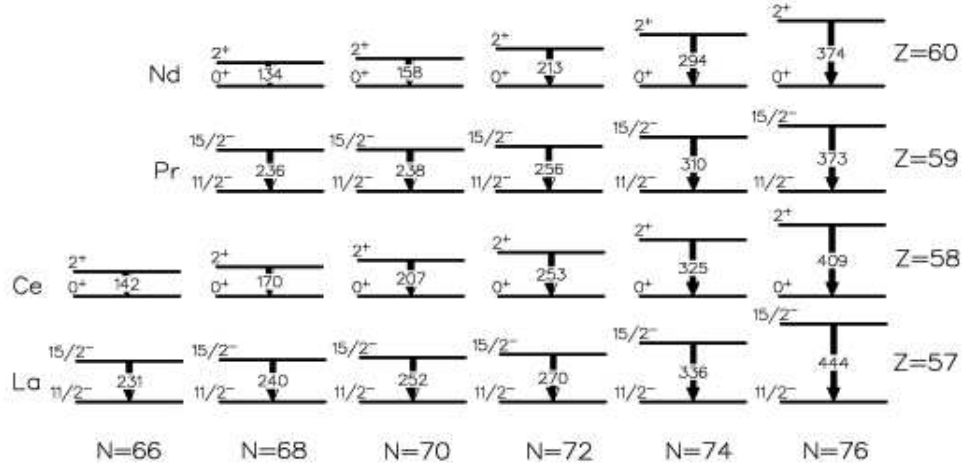


FIG. V.2 – Systématique concernant les énergies (en keV) des transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ et $15/2^- \rightarrow 11/2^-$ associée respectivement aux bandes rotationnelles des noyaux ayant des nombres de protons pairs et impairs de cette région.

V.2 Présentation de l'expérience ^{130}Sm

Notre expérience a été effectuée au GANIL qui, depuis peu avec SPIRAL, permet d'accélérer des faisceaux d'ions radioactifs. Notre but était d'observer l'énergie de la première transition des bandes rotationnelles des noyaux $^{130,131}\text{Sm}$ et ^{130}Pm produits par fusion-évaporation avec la réaction $^{76}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ à 328 MeV. Cette expérience a été réalisée auprès du multidétecteur γ EXOGAM couplé au détecteur de particules chargées légères DIAMANT. C'est l'une des toutes premières expériences SPIRAL et EXOGAM.

V.2.1 SPIRAL et le faisceau radioactif ^{76}Kr

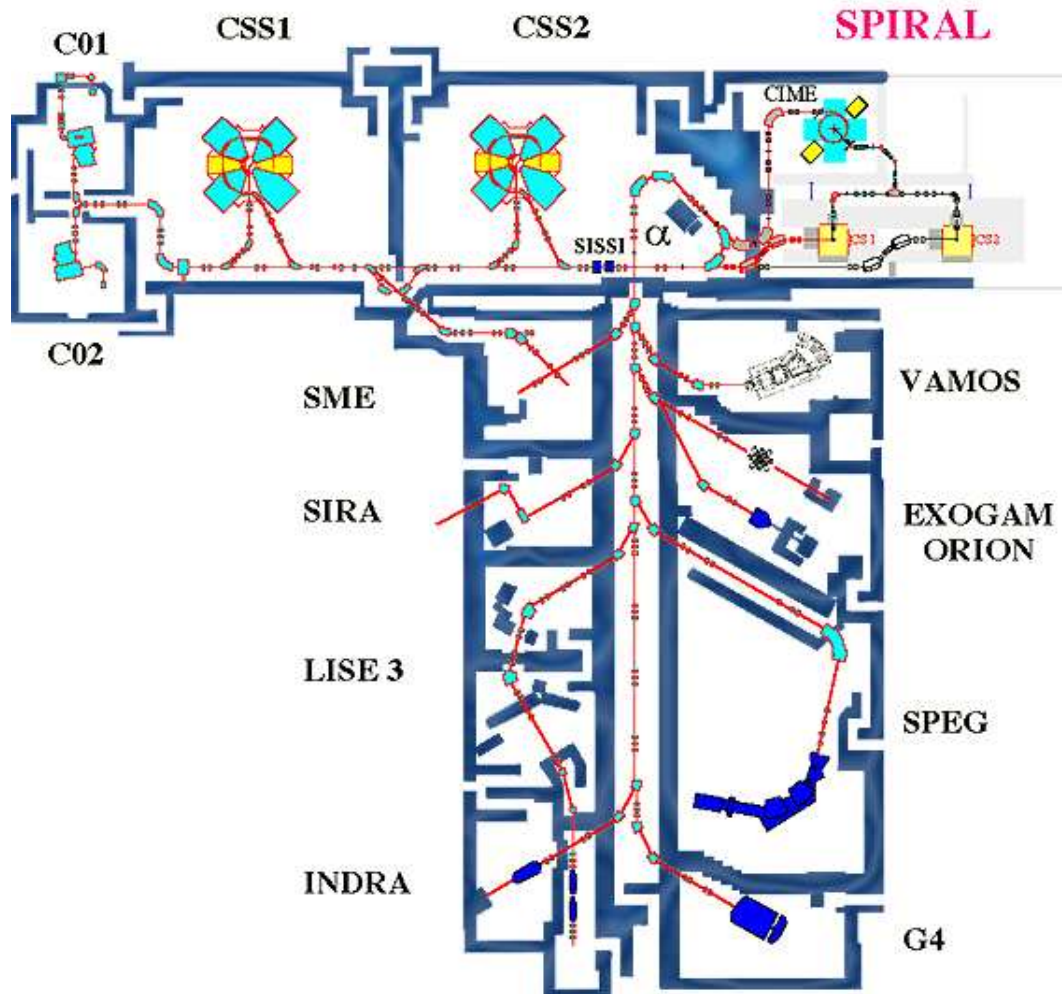


FIG. V.3 – Schéma d'implantation du GANIL avec les accélérateurs et les aires expérimentales.

Pour présenter brièvement SPIRAL [111], nous dirons qu'il est composé de deux cyclotrons, CSS1 & 2 (Cyclotron à Secteurs Séparés), accélérant un faisceau stable primaire produit par une source d'ions de type ECR¹ (en C01 ou C02). Ce faisceau de grande énergie bombarde ensuite une cible de production dans une cave blindée. Les noyaux radioactifs produits à l'arrêt, principalement par fragmentation, diffusent vers une nouvelle source ECR (NANOGAN III) où ils sont ionisés et extraits pour être post-accélérés par le cyclotron CIME (Cyclotron pour Ions de Moyenne Énergie). Le faisceau est ensuite guidé vers la salle d'expérience G2 où se trouve EXOGAM (cf. figure V.3).

Le faisceau radioactif de ^{76}Kr fût délivré à partir d'un faisceau primaire de ^{78}Kr d'énergie 68.5 MeV/A. Il avait une intensité de 10^6 particules/s et une énergie de bombardement de 328 MeV (soit 4.3 MeV/A). Le noyau ^{76}Kr a une demi-vie de 14,8 h et décroît par émission β^+ vers ^{76}Br ($T_{1/2}=16,2$ h) puis vers ^{76}Se . Notre principal problème a été la forte contribution du bruit de fond radioactif par rapport à un taux de production des noyaux étudiés assez faible de par l'intensité du faisceau radioactif.

V.2.2 Les différentes voies peuplées

Ce faisceau bombardait une cible de ^{58}Ni de 1 mg/cm². L'énergie d'excitation est de 55 MeV et le moment angulaire maximum transféré de 56 \hbar . Les prédictions des codes de fusion-évaporation sont à prendre avec circonspection puisque nous sommes loin des conditions expérimentales pour lesquels ils sont habituellement appliqués, i.e. pour des faisceaux stables. Néanmoins, les prédictions du code de fusion-évaporation ALICE [112] semblent les plus fiables et l'énergie de bombardement de 328 MeV a été choisie pour optimiser les sections efficaces de production des noyaux $^{130,131}\text{Sm}$ et ^{130}Pm de l'ordre de 10 mb [113]. Les voies ^{130}Nd , ^{131}Pm , ^{128}Nd et ^{127}Pr sont prédites par ALICE avec des sections efficaces entre 100 et 200 mb (pour les premiers noyaux) jusqu'à 30 mb (pour les derniers). Au final, pour cette réaction, plus de 10 voies étaient ouvertes avec des sections efficaces de production supérieures à 8 mb. En complément, le tableau V.1 présente les prédictions du code PACE [52] pour les différentes voies peuplées avec une énergie de bombardement de 328 MeV.

Les prédictions de ces différents codes sont donc très différentes et cela a une importance considérable en ce qui concerne les statistiques attendues et la possibilité d'observer ou non le noyau ^{130}Sm . Il conviendra surtout dans cette zone de masse d'être critique vis

¹Dans une source ECR «Electron Cyclotron Resonance» les atomes sont ionisés par application d'une onde haute fréquence.

Voie de réaction	Pourcentage	Section efficace de production	Particules évaporées
total réaction	100 %	470 mb	-
fission	17 %	82 mb	-
^{127}Pr	25 %	117 mb	1α 3p
^{130}Nd	10,5 %	49 mb	4p
^{126}Ce	10 %	45 mb	6p 2n
^{129}Pr	7 %	35 mb	5p
^{130}Pm	4 %	19 mb	3p 1n
^{130}Sm	0,2 %	1 mb	2p 2n
^{131}Sm	0,1 %	0,7 mb	2p 1n

TAB. V.1 – Tableau récapitulatif des différentes voies peuplées par la réaction $^{76}\text{Kr}+^{58}\text{Ni}$ à 328 MeV d'après les prédictions du code PACE[52].

à vis des paramètres d'entrée de ces codes en particulier la densité de niveaux entre les noyaux initiaux et finaux (pour prendre en compte les effets de la déformation nucléaire et de l'énergie d'excitation du noyau composé sur les voies d'évaporation de particules légères) et la distribution initiale en spin (ayant une importance sur la fission) comme l'ont montré les travaux de Pomorski et al. [114].

V.2.3 Couplage EXOGAM+DIAMANT

Comme on l'a vu au chapitre 2, EXOGAM permet de détecter avec la meilleure efficacité possible les transitions γ émises par des noyaux très peu produits, du fait de la faible intensité du faisceau, dans un environnement radioactif. La distance à la cible et le montage des BGO étaient ceux correspondant à la configuration A adaptée à l'étude d'événements de moyennes multiplicités.

Pour notre expérience, nous avons à notre disposition 8 clovers (6 clovers EXOGAM avec une segmentation électrique de 16, et 2 prototypes clovers plus petits avec une segmentation de 9). Les clovers EXOGAM étaient équipés d'enceinte anti-Compton et seuls les signaux provenant des inners ont pu être exploités lors de l'analyse.

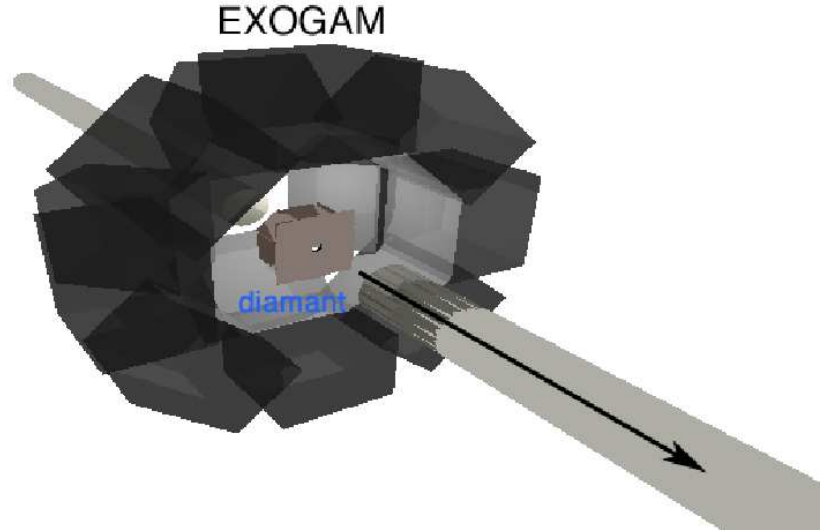


FIG. V.4 – Schéma illustrant le couplage EXOGAM et DIAMANT avec la position relative des clovers et des cellules de DIAMANT par rapport à la direction du faisceau et par rapport à la position de la cible.

Pour être sélectif concernant la voie de réaction et, également, éliminer le bruit de fond dû à la radioactivité, nous avons couplé EXOGAM au détecteur de particules chargées légères DIAMANT (cf. les figures V.4 et V.5) utilisant des détecteurs CsI(Tl) de 3 mm d'épaisseur et de surface $15 \times 15 \text{ mm}^2$ reliés par guide de lumière à des diodes PIN. Chaque cellule DIAMANT fournit deux informations importantes : l'énergie laissée par la particule incidente et l'identification de cette dernière reliée au temps de montée du signal. Une matrice identification-énergie permettra une discrimination complète entre protons et α . Les efficacités de DIAMANT pour détecter les particules chargées, mesurées à partir de

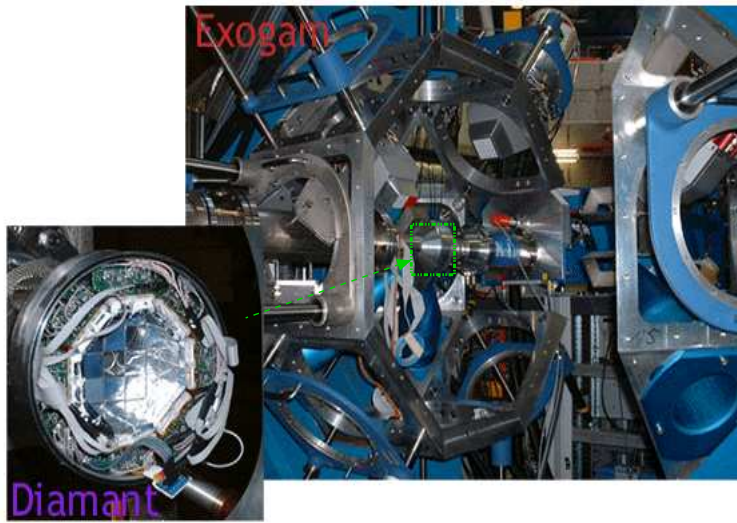


FIG. V.5 – EXOGAM ouvert (photo à droite) et DIAMANT dans la chambre de réaction au milieu d’EXOGAM (photo à gauche).

tests effectués avec le multidétecteur EUROGAM II et la réaction $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ à 120 MeV (DIAMANT couvrait 95% des 4π), sont les suivantes [115] :

- Protons : 68 %
- α : 45 %

Ces efficacités ont été calculées, pour une voie donnée, uniquement à partir des rapports d’alimentation des différents folds [116]; il ne s’agit donc pas des efficacités absolues de détection d’un proton ou d’un alpha dans une cellule CsI.

Dans notre cas, la réaction étant en cinématique inverse, le spectre d’émission des particules légères dans le laboratoire était centré vers l’avant. Les 56 détecteurs de DIAMANT étaient disposés sur un «chessboard», carré de 24 détecteurs situé à 15 mm devant la zone de réaction, et sur deux anneaux situés autour de 90° de part et d’autre de la cible (cf. figure V.5). Cette géométrie a permis de couvrir 90 % de l’angle solide d’émission des particules légères sans occulter les détecteurs germanium EXOGAM qui étaient placés à l’arrière. Il était important de libérer cette fraction de l’angle solide puisque les scintillateurs CsI(Tl) de DIAMANT ont une absorption de 50 % des γ à 200 keV [25] et que nous cherchons à observer des énergies de transitions de l’ordre de ~ 120 keV.

V.3 Résultats préliminaires

V.3.1 Statistiques

Au niveau du «Master Trigger», les conditions demandées étaient d'avoir un cristal Ge touché accompagné d'une validation par les cellules de DIAMANT. La fenêtre en temps était de 500 ns. Au total, nous avons à disposition pour notre analyse 400000 événements pour lesquels une relation de coïncidence DIAMANT-EXOAM a pu être démontrée. Pour ces événements, la figure V.6 montre les multiplicités germanium et CsI. En ce qui concerne les multiplicités germanium, nous avons une contribution non négligeable d'événements de folds supérieurs à 2 tandis que, pour DIAMANT, dans la majorité des cas une seule cellule est touchée. On commencera l'analyse de ces événements en étudiant les matrices d'identification DIAMANT.

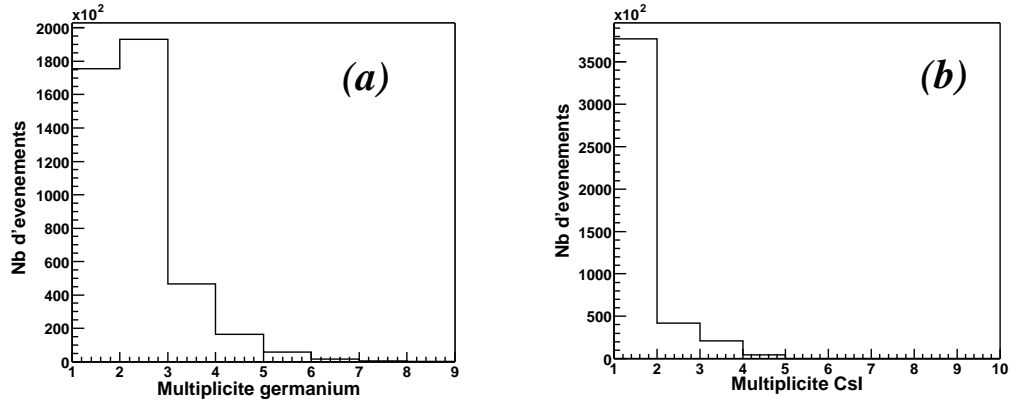


FIG. V.6 – À gauche : multiplicité γ germanium brute centrée entre 1 et 2 ; à droite : multiplicité DIAMANT

V.3.2 DIAMANT

Pour notre analyse, 41 cellules DIAMANT ont été retenues. Le spectre d'émission des particules légères étant centré vers l'avant, il existe une disparité importante en terme d'efficacité de séparation proton et α dans les cellules CsI du chessboard et dans celles de la couronne. Qualitativement sur les matrices d'identification des cellules du chessboard, on peut distinguer très clairement les trois différentes régions correspondantes aux protons, α et γ . Elles sont beaucoup moins visibles sur les matrices d'identification des cellules de la couronne (comme l'illustre la figure V.7) où la statistique est moins importante.

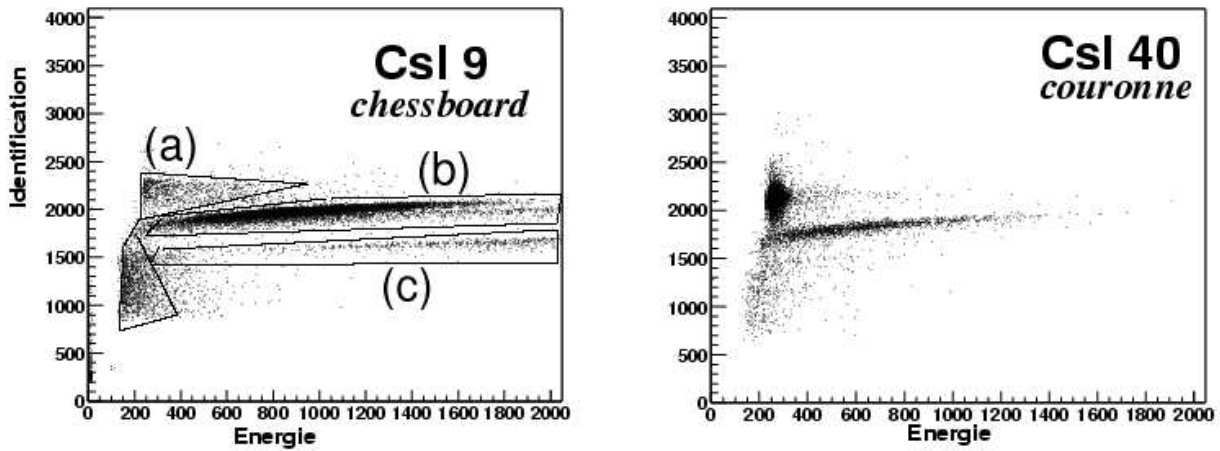


FIG. V.7 – Matrices d'identification pour deux cellules DIAMANT l'une étant disposée sur le chessboard (à gauche), l'autre sur la couronne (à droite). Pour les cellules du chessboard, trois zones peuvent être clairement mises en évidence : les zones (a), (b) et (c) correspondant respectivement aux γ , protons et α détectés.

Les distributions en folds CsI associées aux événements de fusion-évaporation ou correspondant à la radioactivité sont montrés sur la figure V.8. La multiplicité moyenne associée à la fusion-évaporation est plus élevée que celle associée à la radioactivité ($\sim 1,5$ au lieu de ~ 1).

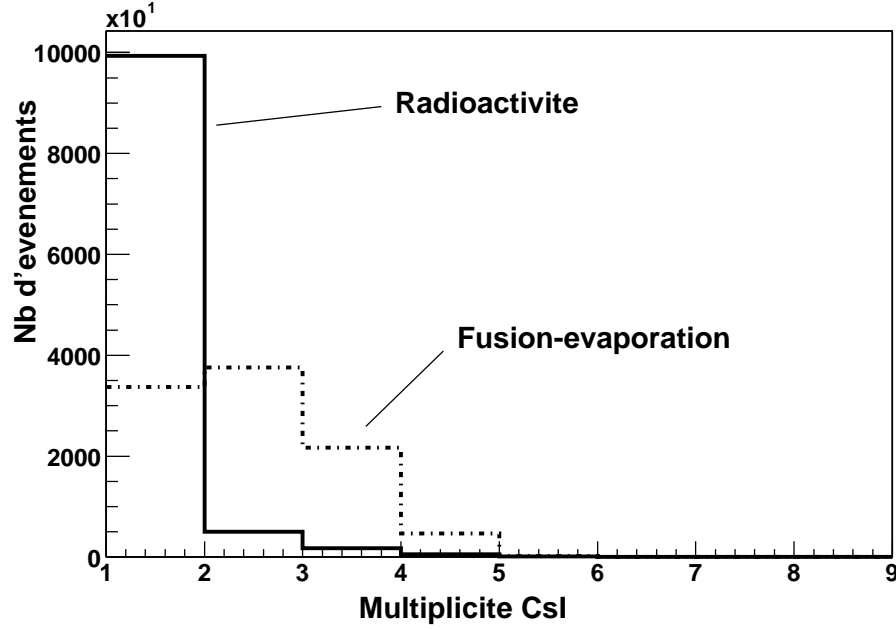


FIG. V.8 – Distributions en folds Csl associées aux événements de fusion-évaporation ou correspondant à la radioactivité.

V.3.3 EXOGAM

Trois cristaux de germanium défectueux n'ont pas pu être utilisés pour l'analyse. Les signaux 6 MeV provenant de tous les autres ont été alignés grâce au programme de calibration automatique exposé au chapitre 2. Nous avons pu construire les différents spectres germanium des γ détectés par EXOGAM associés aux trois régions définies sur les matrices d'identification DIAMANT.

V.3.3.1 Spectres γ

Nous avons pu identifier avec les transitions γ émises en coïncidence et détectées par EXOGAM, les quatre voies de particules chargées 4p, 3p, α 2p, α 3p correspondant respectivement aux noyaux ^{130}Nd , ^{131}Pm , ^{128}Nd et ^{127}Pr . Les trois spectres (a), (b) et (c) de la figure V.9 sont associés aux contours définis sur la figure V.7. Pour le spectre associé aux transitions γ de radioactivité, la correction Doppler a été appliquée de façon abusive (puisque ces dernières sont émises principalement à l'arrêt) et pour chacune des deux énergies 511 keV et 559 keV (transition $2^+ \rightarrow 0^+$ de l'isotope ^{76}Se), est associée six pics correspondant aux six angles des clovers (les quatre cristaux placés sur deux couronnes et les deux angles moyens pour la sommation). Sur le spectre associé aux protons, nous pouvons nettement observer les transitions des bandes rotationnelles yrasts des noyaux ^{130}Nd , ^{131}Pm et ^{127}Pr jusqu'à des spins de, respectivement, 18^+ , $23/2^-$ et $23/2^-$. De fa-

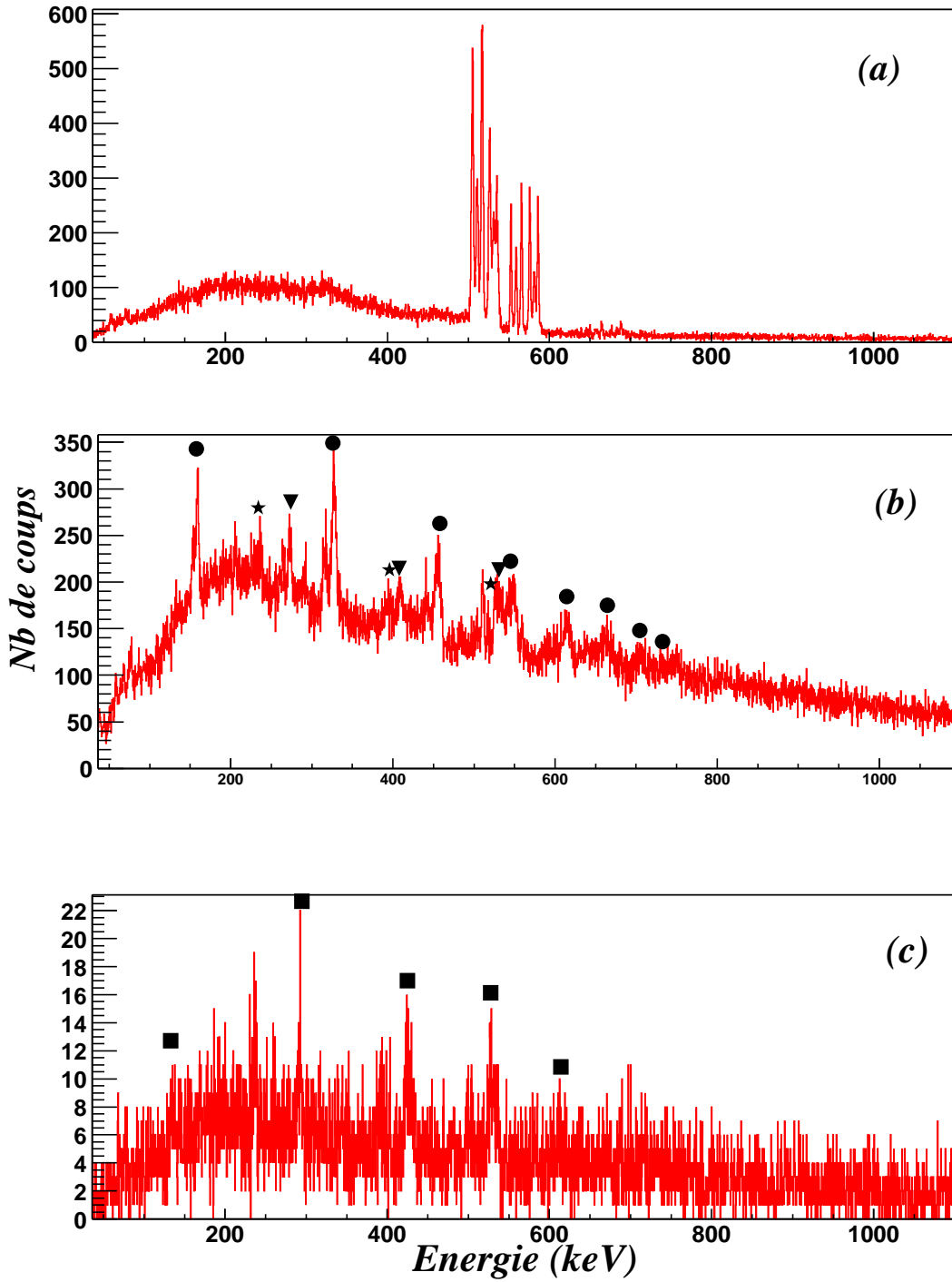


FIG. V.9 – Spectres γ conditionnés par les particules identifiées avec DIAMANT. Les spectres (a), (b) et (c) correspondent aux contours précédemment définis (γ , p et α). Les transitions appartenant aux noyaux ^{130}Nd , ^{131}Pm , ^{127}Pr et ^{128}Nd sont indiqués par respectivement les cercles, les triangles, les étoiles et les carrés.

çon analogue, sur le spectre associé aux α , la bande yrast du noyau ^{128}Nd est clairement visible jusqu'à un spin de $10 \hbar$.

Sur ces spectres, on observe que la résolution en énergie des pics se dégrade rapidement vers les hautes énergies : les clovers étant très proches de la zone de réaction, la grande couverture angulaire des cristaux a causé un élargissement Doppler très important. Par exemple, un photon d'énergie 400 keV émis avec une vitesse v/c de 0,054 aura un élargissement Doppler δE d'environ 70 keV dans le cristal d'un clover situé à 90° et d'angle solide $\sim 0,3$ stéradians.

V.3.3.2 Multiplicité

À partir des différents contours définis sur la matrice d'identification, nous pouvons étudier les multiplicités germanium associées à des événements de fusion-évaporation ou à la radioactivité (cf. figure V.10). Comme pour celle des cellules DIAMANT, la multiplicité

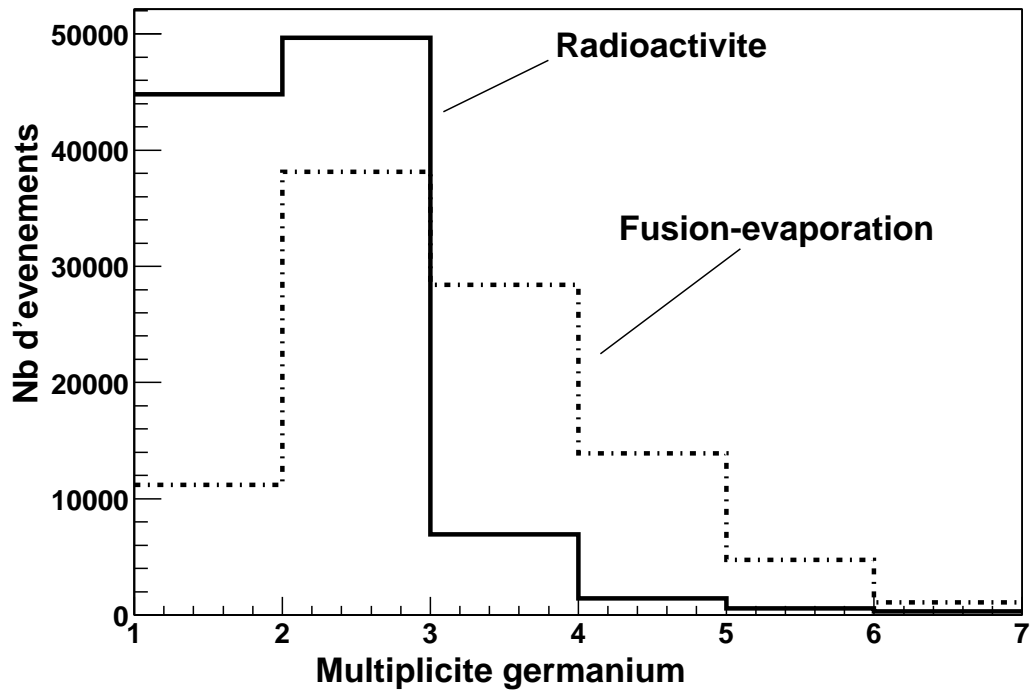


FIG. V.10 – Distribution en multiplicité germanium associées à la radioactivité et aux événements de fusion-évaporation.

associée à la fusion-évaporation est plus élevée que celle associée à la radioactivité et les deux contributions peuvent être séparées.

V.3.3.3 Information en temps

Les détecteurs germanium fournissent une information en temps (TAC) avec laquelle il est possible d'éliminer le bruit de fond radioactif en se servant de la périodicité du signal [117]. La figure V.11 montre les spectres en temps (TAC) pour les événements bruts et pour les événements avec DIAMANT. Dans le premier cas, la structure du faisceau n'apparaît pas. Dans le second cas, la prise en compte de l'information DIAMANT permet de faire apparaître cette structure en temps ayant comme période l'inverse de la fréquence cyclotron de CIME (12 MHz). La présence du pic à gauche semble être due à un problème de codage des TAC au niveau de la chaîne électronique. Ce problème ne nous a hélas pas permis d'exploiter les spectres en temps (en ne considérant que les événements γ «faisceau»).

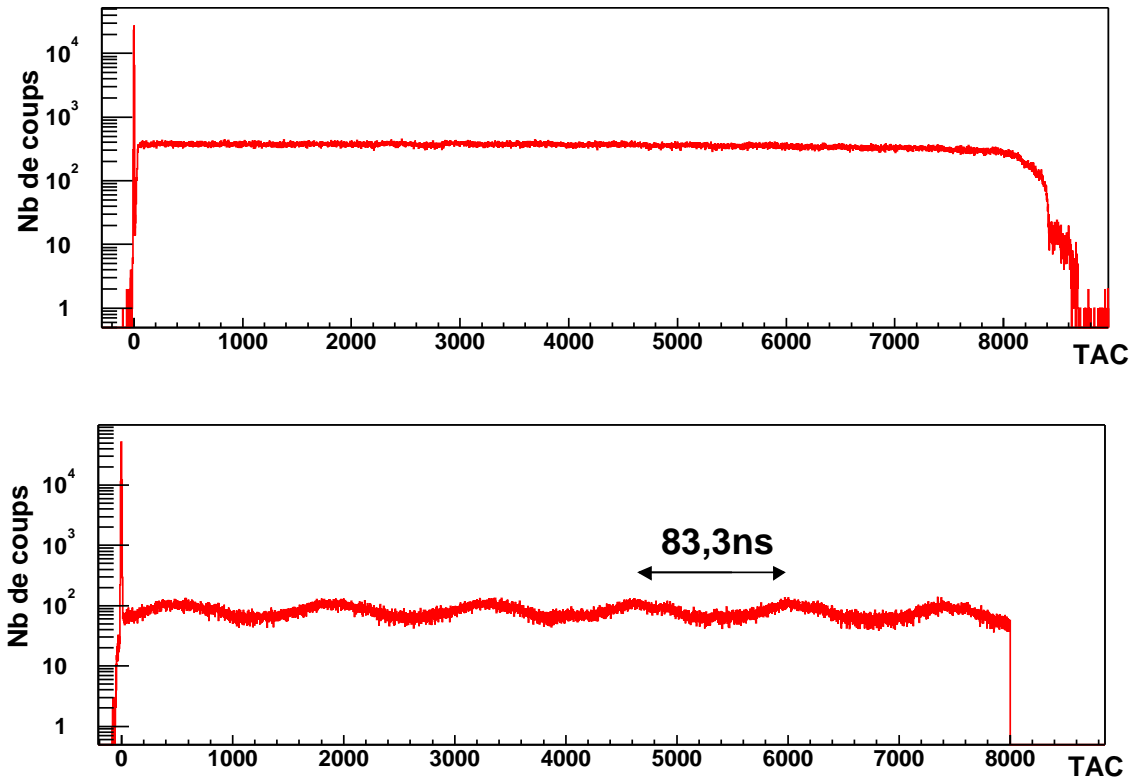


FIG. V.11 – Spectres en temps pour les événements bruts (en haut) et pour les événements avec DIAMANT (en bas).

V.4 Conclusions et perspectives

Ces résultats préliminaires prouvent donc la réussite du couplage EXOGAM et DIAMANT : c'est la première fois, en utilisant une réaction de fusion-évaporation avec des faisceaux radioactifs, que de tels noyaux aussi déficients en neutrons ont pu être observés à moyen spin.

En terme de multiplicité, les distributions obtenues nous autorisent à envisager l'étude d'une matrice $\gamma - \gamma$. Cela permettrait en augmentant la statistique et en se servant des informations en temps, si possible, d'étendre considérablement notre analyse et d'obtenir des résultats originaux concernant la structure des terres-rares situées sur la ligne d'émission spontanée de proton.

Conclusions

Dans ce manuscript ont été présentés des expériences et des résultats originaux concernant l'étude des grandes déformations nucléaires, qu'elles soient liées à un exotisme en spin ou en isospin, deux aspects complémentaires étudiés grâce à ces deux outils de choix que sont les multidétecteurs γ EUROBALL IV et EXOGAM. Parmi les techniques d'analyse des données provenant de ces deux multidétecteurs, abordées au fil du chapitre 2, nous citerons en particulier notre technique de calibration automatique basée sur le formalisme novateur de la logique floue. La calibration, tâche essentielle mais qui est traditionnellement longue et ardue de par le nombre important de voies électroniques à traiter, est désormais prise en charge intégralement et de façon automatique par un programme informatique rapide et souple.

Concernant nos études sur le phénomène de superdéformation dans les isotopes $^{197,198}\text{Pb}$, certaines caractéristiques de quatre des six nouvelles bandes SD seraient des signes indiquant, pour la première fois dans un noyau impair, dans le cas du noyau ^{197}Pb , la présence de corrélations octupolaires dans le second puits. En ce qui concerne le noyau ^{196}Bi (chapitre 4), la confirmation d'une transition à 124 keV appartenant à sa bande SD yrast correspond à la mise en évidence de la transition SD la plus basse en énergie jamais observée dans toute la carte des noyaux. Afin d'interpréter les résultats, nous avons effectué des calculs microscopiques auto-cohérents statiques et dynamiques en collaboration avec des physiciens des groupes de Physique Théorique de l'IPN Lyon et du SPTh/Saclay.

Quant à l'étude des grandes déformations pour les noyaux de terres-rares situées près de la drip-line proton, les résultats préliminaires présentés dans le chapitre 5 ont permis, via l'observation de γ de fusion-évaporation, de prouver la faisabilité du couplage EXOGAM-DIAMANT. Ces résultats sont préliminaires à deux titres puisque, d'une part, l'analyse des données existantes est encore en cours et, d'autre part, la continuation de cette expérience a été proposée et acceptée au comité d'expérience du GANIL (à cause de divers problèmes techniques, nous n'avons pas pu remplir tous les buts que nous nous étions fixés faute de statistique).

Vers le tracking γ

Nous concluerons ce manuscript en dressant une sorte de bilan sur les évolutions et les projets à venir concernant les systèmes de détection. Depuis les années 60 et l'emploi de détecteurs NaI, le domaine de la spectroscopie γ a été marqué par deux sauts qualitatifs particulièrement importants : l'arrivée du détecteur germanium et l'apparition des multidétecteurs de nouvelles générations comme EUROGAM I (première phase d'un détecteur qui deviendra plus tard EUROBALL IV) succédant à la famille des détecteurs TESSA et Château de Cristal (cf. figure V.12). Aujourd'hui, avec EUROBALL IV, nous étudions des phénomènes d'une intensité de l'ordre de 5×10^{-6} de la voie de réaction.

La campagne EUROBALL IV va toucher à sa fin en 2003 ; les clusters partiront au GSI de Darmstadt dans le cadre du projet de multidétecteur RISING [118], les tronconiques formeront le détecteur JUROGAM installé à l'Université de Jyväskylä en Finlande [119] et les clovers iront au Laboratoire National de Legnaro auprès du spectromètre magnétique de large acceptance PRISMA avec le projet CLARA [120] .

À plus long terme, l'aboutissement (prévu pour 2010) des projets de spectromètres 4π constitués uniquement de détecteurs Ge GRETA (projet américain [40]) et AGATA (projet européen [121]) devrait révolutionner la discipline. C'est la technique du «tracking» γ qui permet de nous affranchir du multidétecteur classique composé de détecteurs Ge entourés de leurs enceintes anti-Compton : le trajet d'un photon incident, dont on connaîtra au millimètre près la position du point d'interaction dans un cristal, pourra être suivi à la trace grâce à des algorithmes de reconstruction [20].

Sans perdre en rapport Pic/Total, cette augmentation substantielle de l'efficacité photopique totale devrait permettre d'abaisser la limite d'observation de deux ordres de grandeur par rapport à EUROBALL IV (pour des événements de multiplicité 30). GRETA et AGATA permettraient également d'atteindre une efficacité totale de détection trois fois plus grande que celle d'un détecteur comme EXOGAM.

Outil aux performances prometteuses, ce nouveau type de multidétecteur ouvrira des perspectives entièrement nouvelles pour l'étude de la structure du noyau que ce soit dans des conditions extrêmes de spin ou d'isospin.

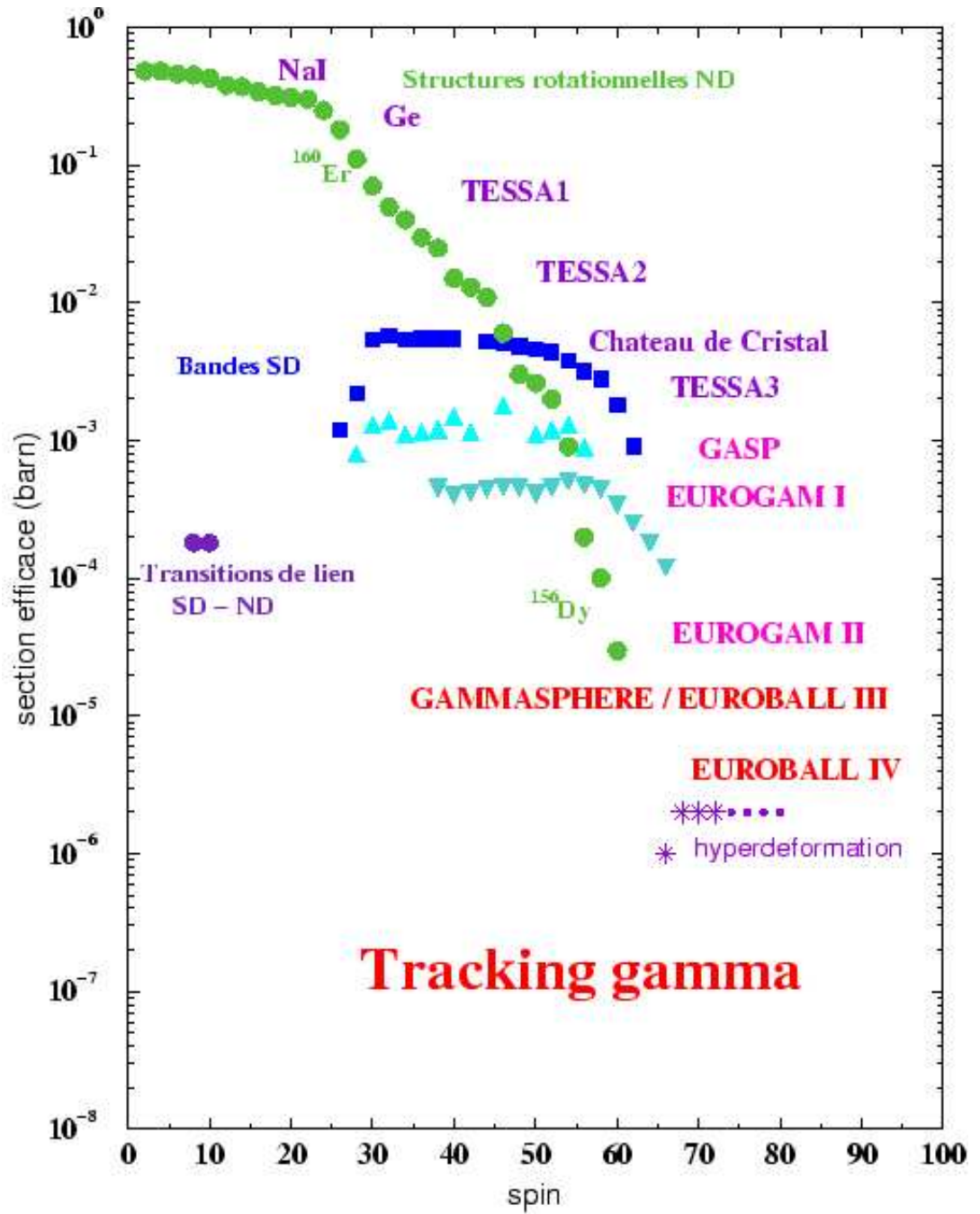


FIG. V.12 – Fraction de la voie de réaction en fonction du spin observée par les différentes générations de multidétecteurs γ .

Annexe A

Propriétés magnétiques de la matière superdéformée

En toute généralité, les probabilités de transition quadrupolaire électrique et dipolaire magnétique s'écrivent de manière générale [122] :

$$\begin{cases} T(E2) = 1,223 \times 10^{13} E_\gamma^5 B(E2) \text{ (en e}^2\text{fm}^4) \\ T(M1) = 1,779 \times 10^{13} E_\gamma^3 B(M1) \text{ (en } \mu_N^2) \end{cases}$$

Nous les calculerons dans le cadre du modèle rotor+qp pour les transitions $I \rightarrow I-1$ et $I \rightarrow I-2$ de bandes en situation de couplage fort avec un facteur de découplage nul ($K \neq 1/2$; cf. figure A.1).

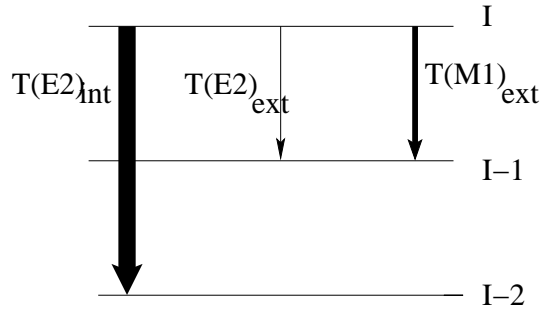


FIG. A.1 – Illustration de la désexcitation d'un état de spin I , soit vers un état de spin $I-2$ par émission d'une transition quadrupolaire électrique (E2), soit vers un état $I-1$ par émission d'une transition quadrupolaire électrique (E2), ou d'une transition dipolaire magnétique (M1).

A.1 Transitions dipolaires électriques

La probabilité de transition réduite électrique entre des états I et I' est reliée au moment quadrupolaire intrinsèque $Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZeR_0^2\beta$, obtenu en ne considérant que la

contribution collective du cœur. Elle est donnée par la relation :

$$B(E2) = \frac{3}{\sqrt{5}\pi} Q_0^2 | < IK20 | I'K > |^2$$

En utilisant les expressions analytiques des coefficients de Clebsh-Gordan, nous aurons pour les cas définis précédemment sur la figure :

$$\begin{cases} T(E2)_{ext} = 1,223 \times 10^{13} E_\gamma^5 \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{6(I+K)(I-1+K)(I-K)(I-1-K)}{(2I+1)2I(2I-1)(2I-2)} \\ T(E2)_{int} = 1,223 \times 10^{13} E_\gamma^5 \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{4K^2 6(I+K)(I-K)}{(2I+2)(2I+1)(2I-2)2I} \end{cases}$$

A.2 Transitions dipolaires magnétiques

Nous commencerons par donner l'expression de la probabilité de transition réduite dipolaire magnétique en fonction du moment magnétique g_K associé à l'orbitale occupée par le nucléon célibataire et du moment magnétique g_R associé à la rotation du cœur :

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi} (g_K - g_R)^2 K^2 | < IK10 | I'K > |^2$$

La probabilité de transition $T(E1)_{ext}$ entre un niveau I et un niveau $I - 1$ s'écrit :

$$T(M1)_{ext} = 1,779 \times 10^{13} E_\gamma^3 \frac{3}{4\pi} (g_K - g_R)^2 K^2 \frac{(I+K)(I-K)}{(2I+1)I}$$

Le facteur gyromagnétique du rotor vaut, en première approximation, $g_R \sim Z/A$. Il est sur-estimé de 30% par rapport à des valeurs plus précises évaluées à partir de calculs HF+BCS avec l'interaction effective SkM* en utilisant l'approximation du cranking d'Inglis [42]. Le facteur gyromagnétique g_K s'obtient en fonction des facteurs gyromagnétiques intrinsèques orbitaux g_l ($g_l = 1$ pour les protons; $g_l = 0$ pour les neutrons) et $g_s^{eff} = \alpha g_s^{free}$ ($g_s^{free} = 5,586$ pour les protons; $g_s^{free} = -3,826$ pour les neutrons), α étant le facteur de «quenching», via la formule suivante :

$$g_K = g_l + (g_s^{eff} - g_l) \frac{< S_z >}{K} = g_l + (\alpha g_s^{free} - g_l) \frac{< S_z >}{K} \quad (A.1)$$

A.3 Applications

Entre deux bandes rotationnelles SD en situation de couplage fort, les transitions $\Delta I = 1$, observées à ce jour uniquement dans la zone de masse $A \sim 190$, ne deviennent compétitives avec les transitions $\Delta I = 2$ que pour des énergies de transitions très petites. Suivant les formules des paragraphes précédents, le rapport d'embranchement $R_\gamma = \frac{T(M1)_{ext} + T(E2)_{ext}}{T(E2)_{int}}$ vaut :

$$R_\gamma = 2,327 \frac{(g_K - g_R)^2}{Q_{20}^2} \frac{(2I-1)(I-K)K^2}{(I-1)^2 - K^2} \frac{E_\gamma^3(I \rightarrow I-1)}{E_\gamma^5(I \rightarrow I-2)} + \frac{(I+1)((I-1)^2 - K^2)}{2K^2(2I-1)}$$

Le rapport d'embranchement permet de déterminer un facteur g_K expérimental que l'on comparera à la valeur théorique donnée dans l'équation A.1. Ainsi, nous pourrions extraire expérimentalement la valeur du facteur de «quenching» de la matière superdéformée $\alpha = \frac{g_s^{eff}}{g_s^{free}}$; la procédure est résumée sur la figure A.2.

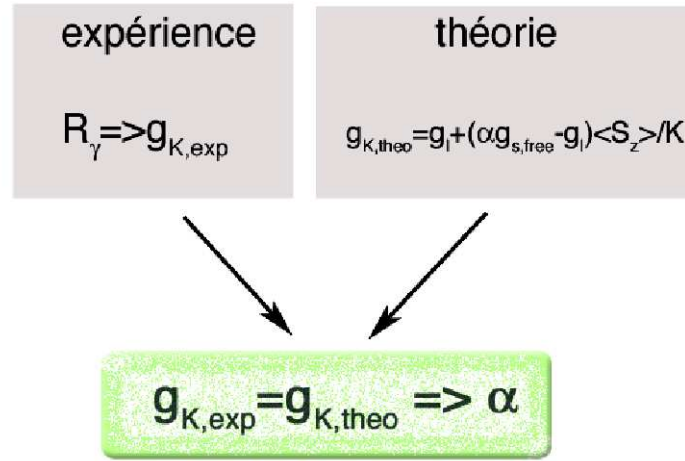


FIG. A.2 – Illustration de méthode d'extraction expérimentale du facteur de «quenching» neutron de la matière superdéformée à partir des rapports de branchement des transitions E2 interbandes et M1 extrabandes entre deux bandes partenaires de signature en situation de couplage fort.

En suivant cette méthode, nous avons estimé ce facteur de quenching dans le cas des bandes 1 et 2 de l'isotope SD ^{197}Pb , bâties sur les deux signatures de l'orbitale $\nu[752]5/2$ en prenant en compte l'existence de transition $\Delta I = 1$ de nature quadrupolaire électrique (cf. figure A.3). Nous avons obtenu une valeur de 1,00(2) au lieu de 1,05(17) obtenu, de manière «traditionnelle» en négligeant les transitions E2 $\Delta I = 1$ interbandes. Avec ce facteur de quenching, le mélange $\delta^2 = T(E2)_{ext}/T(M1)_{ext}$ est égal à 0,0479 : $\sim 5\%$ des transitions interbandes $\Delta I = 1$ sont donc de nature quadrupolaire électrique.

Dans la zone de masse $A \sim 190$, l'observation dans les noyaux ^{193}Hg , ^{193}Pb , ^{197}Pb , ^{193}Tl et ^{195}Tl de transitions $\Delta I = 1$ entre les deux partenaires de signature de bandes bâties sur les orbitales, respectivement, $\nu[512]5/2^-$, $\nu[624]9/2^+$, $\nu[752]5/2^-$, $\pi[642]5/2^+$ et $\pi[642]5/2^+$, a permis d'extraire la valeurs des facteurs de quenching neutron et proton. Les résultats sont donnés dans le tableau A.1 et les facteurs de quenching valent en moyenne $\alpha \sim 0,6$ pour les protons et $\alpha \sim 1$ pour les neutrons.

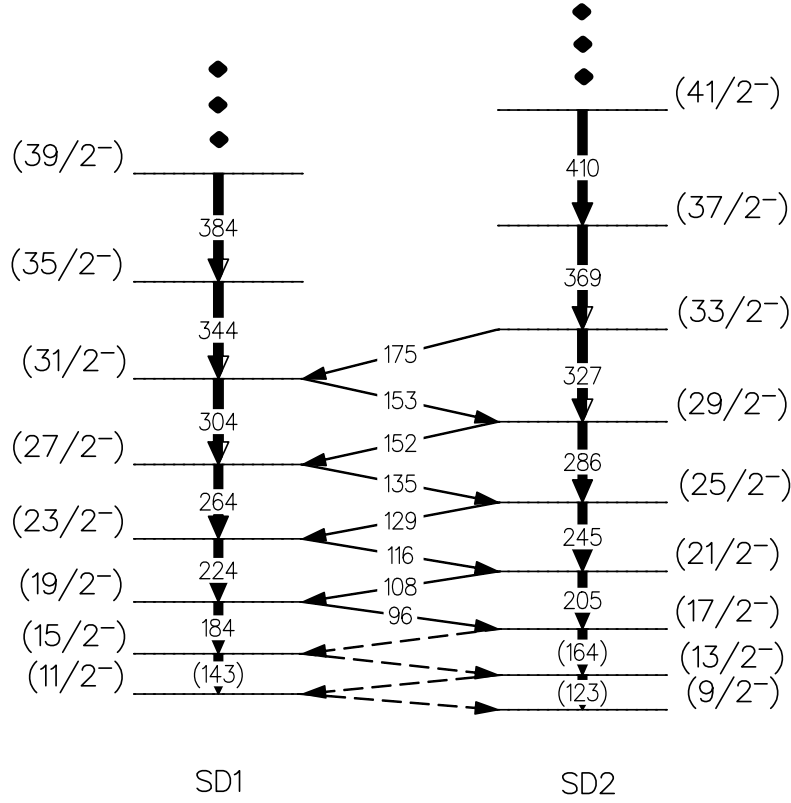


FIG. A.3 – Illustration des transitions (M1) reliant les bandes SD1 et SD2 partenaires de signature [27].

noyau	^{193}Hg [123]	^{193}Pb [60]	^{197}Pb [51]	^{191}Tl [124]	^{193}Tl [125]	^{195}Tl [126]
	$\nu[512]5/2^-$	$\nu[624]9/2^+$	$\nu[752]5/2^-$	$\pi[642]5/2^+$	$\pi[642]5/2^+$	$\pi[642]5/2^+$
α_q	$1,09 \pm 0,23$	$1,2 \pm 0,3$	$1,02 \pm 0,17$	$0,62 \pm 0,14$	$0,65 \pm 0,08$	$0,57 \pm 0,17$

TAB. A.1 – Propriétés magnétiques au minima SD de quelques noyaux de la zone de masse $A \sim 190$ estimées en négligeant les transitions $\Delta I = 1$ de nature quadrupolaire électrique.

Bibliographie

- [1] C. S. Wu *et al.*, Phys. Rev. C **45** (1992), 2507.
- [2] S.M. Harris, Phys. Rev. **138** (1962), 509.
- [3] H. Morinaga et P.C. Gugelot, Nucl. Phys. **46** (1963), 210.
- [4] O. Stézowski, *Excitation in the second well*, Compte rendu du Symposium EURO-BALL, Orsay, 2001.
- [5] P. Bringel *et al.*, Eur. Phys. J. A **16** (2003), 155.
- [6] B. Singh, R. Zywna et R.B. Firestone, *Table of superdeformed nuclear bands and fission isomers*, Nuclear Data Sheets - preprint de la troisième édition (2003).
- [7] A. Lopez-Martens, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, Orsay, 1996.
- [8] P. Bonche *et al.*, Nucl. Phys. A **500** (1989), 308.
- [9] M. Girod, *Communication privée, Bruyère-le-Châtel, CEA/DAM*.
- [10] A. Korichi *et al.*, Phys. Rev. C **345** (1995), 403.
- [11] A.N. Wilson *et al.*, Phys. Rev. C **54** (1996), 559.
- [12] G. Hackman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 4100.
- [13] M. A. Riley *et al.*, Nucl. Phys. A **512** (1990), 178.
- [14] S. Bouneau *et al.*, Z. Phys. A **358** (1997), 179.
- [15] S. Bouneau, Thèse de Doctorat, Université Paris VI, Paris, 1997.
- [16] J. Simpson, Nucl. Phys. A **654** (1999), 178c.
- [17] *EXOGAM - Memorandum of Understanding*, Février 1998, peut être trouvé sur : www.ganil.fr/exogam.
- [18] B. Haas, Cours de l'Ecole Joliot-Curie (1991), 207.
- [19] J. Duprat, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, Orsay, 1995.
- [20] G. Duchêne, Cours de l'Ecole Joliot-Curie (2001), 250.
- [21] L. Wei, Thèse de Doctorat. Université Louis Pasteur, Strasbourg, 1995.
- [22] L. Ducroux, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard, Lyon 1, 1997.

- [23] J. Eberth, Slide Report of the EUROBALL Users Meeting, Université de Padoue. (1996).
- [24] M. Houry *et al.*, Proceedings of the 2nd International Workshop on Nuclear Fission and Fission Product Spectroscopy (1998), 220.
- [25] J. N. Scheurer *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **385** (1997), 501.
- [26] W. Meczynski *et al.*, Rapport d'Activité, IReS Strasbourg (1997-1998).
- [27] N. Buorn, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard, Lyon 1, 2001.
- [28] J. Duprat, Contribution au Workshop EXOGAM, Université d'Orsay (1998), peut être trouvé sur : www.ganil.fr/exogam.
- [29] J. Eberth *et al.*, Prog. in Part. and Nucl. Phys. **46** (2001), 389.
- [30] H. Savajols, Cours de l'Ecole Joliot-Curie (2001), 158.
- [31] *EXOGAM design working group; minutes of the meeting held at IOP, London*, Septembre 1997, peut être trouvé sur : www.ganil.fr/exogam.
- [32] *The AGATA project*, Conseil Scientifique et Technique DAPNIA/SPhN, 2001, peut être trouvé sur : www-dapnia.cea.fr/Sphn/Deformes/Agata/agata-www/index.shtml.
- [33] O. Stézowski, A. Astier, A. Prévost, A.G. Smith et R. Wall, Nucl. Instr. and Meth. A **488** (2002), 314.
- [34] Bart Kosko, *The Fuzzy Future*, Harmony Books, 1999.
- [35] Bart Kosko, *Fuzzy Thinking : The New Science of Fuzzy Logic*, Hyperion, 1993.
- [36] H.N.J. Havinga, P. van der Veer, R. Brouwer et J. Cser, *Fuzzy Logic*, Faculty of Civil Engineering and Geosciences - Delft, 1999.
- [37] R. Brun et F. Rademakers, Nucl. Instr. and Meth. A **389** (1997), 81.
- [38] M. Morhàč, J. Kliman, V. Matoušek et I. Turzo, Nucl. Instr. and Meth. A **389** (1997), 89.
- [39] Training & Mobility of Researchers, peut être trouvé sur : ikp193.ikp.kfa-juelich.de/tmr98/.
- [40] M. A. Deleplanque *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **430** (1999), 292.
- [41] A. Astier, Habilitation à Diriger des Recherches, Université Claude Bernard, Lyon 1, 1999.
- [42] S. Perriès, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard, Lyon 1, 1999.
- [43] O. Stézowski *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A (1999), no. 424, 552.
- [44] C.W. Beausang *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **364** (1995), 560.

-
- [45] I. Deloncle, M.-G. Porquet et M. Dziri-Marce, Nucl. Instr. and Meth. A **357** (1995), 150.
- [46] B. Crowell *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **355** (1995), 575.
- [47] Ch. Theisen *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A (1999), no. 432, 249.
- [48] J.N. Wilson et B. Herskind, Nucl. Instr. and Meth. A **455** (2000), 612.
- [49] D.C. Radford, Nucl. Instr. and Meth. A **361** (1995), 267.
- [50] A. Prévost *et al.*, Eur. Phys. J. A **10** (2001), 13.
- [51] N. Buform *et al.*, Eur. Phys. J. A **9** (2000), 29.
- [52] A. Gavron, Phys. Rev. C **21** (1980).
- [53] M. Hibbert *et al.*, Phys. Rev. C **54** (1996), 2253.
- [54] R.B. Firestone, *Table of Isotopes*, (1996), eight edition, ed. V.S. Shirley.
- [55] J.R. Hughes *et al.*, Phys. Rev. C **50** (1994), R1265.
- [56] A. Korichi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), no. 13, 2746.
- [57] D. Rossbach *et al.*, Phys. Lett. B **513** (2001), 9.
- [58] B. Gall, *Private communication*.
- [59] B. Gall, P. Bonche, J. Dobaczewski, H. Flocard et P.-H. Heenen, Z. Phys. A **348** (1994), 183.
- [60] L. Ducroux *et al.*, Phys. Rev. C **53** (1996), 2701.
- [61] D. Rossbach *et al.*, Nucl. Phys. A **660** (1999), 393.
- [62] G. Hackman *et al.*, Phys. Rev. C **55** (1997), 148.
- [63] F.S. Stephens *et al.*, Nucl. Phys. A **520** (1990), 91c.
- [64] P. Fallon *et al.*, Phys. Rev. C **55** (1997), R999.
- [65] I. Ahmad et P.A. Butler, Ann. Rev. of Nucl. and Part. Sci. **43** (1993), 71.
- [66] P.A. Butler et W. Nazarewicz, Rev. of Mod. Phys. **68** (1996), 349.
- [67] *Gammasphere online booklet homepage*, peut être trouvé sur : nucalf.physics.fsu.edu/~riley/gamma/.
- [68] K.E.G. Löbner, Phys. Lett. B **26** (1968), 369.
- [69] H. Amro *et al.*, Phys. Lett. B **413** (1997), 15.
- [70] R.B. Firestone, V.S. Shirley, S.Y. Chu, C.M. Baglin et J. Zipkin, *Table of isotopes*, CDROM Edition, Version 1 ; Wiley-Interscience (1996).
- [71] J. Dudek, T.R. Werner et Z. Szymanski, Phys. Lett. B **248** (1990), 235.
- [72] J. Skalski *et al.*, Nucl. Phys. A **551** (1993), 109.

- [73] J. Meyer *et al.*, Nucl. Phys. A **588** (1995), 597.
- [74] P.-G. Reinhard et K. Goeke, Rep. Prog. Phys. **50** (1987), 1.
- [75] H. Dancer *et al.*, Nucl. Phys. A **654**, 655c.
- [76] T. Nakatsukasa *et al.*, Phys. Rev. C **53** (1996), 2213.
- [77] R.F. Casten, *Nuclear structure from a simple perspective*, Oxford University Press, 2000.
- [78] S. Bouneau *et al.*, Z. Phys. A **358** (1997), 179.
- [79] N. Tajima, H. Flocard, P. Bonche, J. Dobaczewski et P.-H. Heenen, Nucl. Phys. A **551** (1993), 409.
- [80] R.M. Clark *et al.*, Phys. Rev. C **53** (1996), 117.
- [81] R.M. Clark *et al.*, Phys. Rev. C **51** (1996), R1052.
- [82] I. Deloncle *et al.*, J. of Phys. G **21** (1995), 35.
- [83] T. Duguet, Thèse de Doctorat, Université Paris VI, Paris, 2001.
- [84] D. Vautherin et D.M. Brink, Phys. Rev. C **5** (1972), 626.
- [85] P. Ring et P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, New York, 1980.
- [86] J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108** (1957), 1175.
- [87] J. Dobaczewski, H. Flocard et J. Treiner, Nucl. Phys. A **422** (1984), 103.
- [88] B. Gall, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, Orsay, 1994.
- [89] Y. Nogami, Phys. Rev. **134** (1964), B313.
- [90] H. J. Lipkin, Ann. Phys. **9** (1960), 272.
- [91] P. Quentin, N. Redon, J. Meyer et M. Meyer, Phys. Rev. C **41** (1990), 341.
- [92] A. Kamlah, Z. Phys. **216** (1968), 52.
- [93] J. Dechargé et D. Gogny, Phys. Rev. C **21** (1980), 1568.
- [94] T. H. R. Skyrme, Nucl. Phys. **9** (1959), 29.
- [95] J.F. Berger, M. Girod et D. Gogny, Nucl. Phys. A **502** (1989), 85c.
- [96] J. Bartel, P. Quentin, M. Brack, C. Guet et H.-B. Hakansson, Nucl. Phys. A **386** (1982), 79.
- [97] H. Krivine, J. Treiner et O. Bohigas, Nucl. Phys. A **366** (1980), 155.
- [98] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer et R. Schaeffer, Nucl. Phys. A **627** (1997), 710.
- [99] E. Chabanat, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard, Lyon 1, 1995.

-
- [100] J. Meyer, Cours de l'Ecole Joliot-Curie (2000), 62.
- [101] C. Rigollet, P. Bonche, H. Flocard et P.-H. Heenen, Phys. Rev. C **59** (1999), 3120.
- [102] T. Duguet, P. Bonche et P.-H. Heenen, Nucl. Phys. A **679** (2001), 427.
- [103] S. Ćwiok, J. Dobaczewski, P.-H. Heenen, P. Magierski et W. Nazarewicz, Nucl. Phys. A **611** (1996), 211.
- [104] J. Libert, M. Girod et J.P. Delaroche, Phys. Rev. C **60** (1999), 054301.
- [105] D.P. MacNabb *et al.*, Phys. Rev. C **53** (1996), R541.
- [106] M. Bender, K. Rutz, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn et W. Greiner, Phys. Rev. C **60** (1999), 034304.
- [107] C.J. Gallagher et S.A. Moszkowski, Phys. Rev. **111** (1958), 1282.
- [108] F. Azaiez, Nouvelles du GANIL, no. 60.
- [109] R.A. Wyss et W. Satula, Acta Phys. Pol. **32** (2001), 2441.
- [110] A. Juodagalvis et S. Aberg, Nucl. Phys. A **683** (2001), 207.
- [111] Hors série des Nouvelles du GANIL (2002).
- [112] M. Blann, *Rapport overlaid alicee coo 3494-29, university of rochester*, Non publié.
- [113] E.S. Paul, *Communication privée*.
- [114] K. Pomorski, J. Bartel, J. Richert et K. Dietrich, Nucl. Phys. A. **605** (1996), 87.
- [115] J. N. Scheurer, *Communication privée*.
- [116] F. Bourguine, Thèse de Doctorat, Université Bordeaux 1, Bordeaux, 1997.
- [117] W. N. Catford *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **371** (1996), 449.
- [118] J. Gerl, Slide report of the EUROBALL Workshop «Physics and perspectives using the EUROBALL IV spectrometer», IReS (1999).
- [119] R. Julin, Slide report of the Workshop on Future of Nuclear Structure and Gamma Spectroscopy with Stable Beams, IReS (2001).
- [120] A. Gadea, Slide report of the Workshop on Future of Nuclear Structure and Gamma Spectroscopy with Stable Beams, IReS (2001).
- [121] Training & Mobility of Researchers, *TMR user meeting on gamma-ray tracking detectors - Liverpool*, Septembre 2001.
- [122] A. Bohr et B. Mottelson, *Nuclear Structure t. 2 : Nuclear Deformations*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1998.
- [123] M.J. Joyce *et al.*, Phys. Rev. Lett. B **71** (1993), 2176.
- [124] W. Reviol *et al.*, Nucl. Phys. A **630** (1998), 434c.
- [125] S. Bouneau *et al.*, Phys. Rev. C **53** (1996), R9.
- [126] J. Duprat *et al.*, Phys. Lett. B **341** (1994), 6.